SÉRIE A
N° D'ORDRE :

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

FARROKHI Samad

PREMIÈRE THÈSE

Étude des sections efficaces de double échange de charges (σ_{1-1}) d'ions H^+, D^+, Li^+ traversant différents gaz organiques dans une gamme d'énergie comprise entre 10 et 50 keV

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Production de l'ultra-vide

11 FEV. 1966

Soutenues le devant la Commission d'examen

MM. SCHATZMAN Président

DELCROIX
GUIDINI
CAROLL } Examinateurs

SÉRIE A,
N° D'ORDRE :

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

FARROKHI Samad

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

PREMIÈRE THÈSE

Étude des sections efficaces de double échange de charges (σ_{1-1}) d'ions H^+, D^+, Li^+ traversant différents gaz organiques dans une gamme d'énergie comprise entre 10 et 50 keV

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Production de l'ultra-vide

Soutenues le devant la Commission d'examen

MM. SCHATZMAN Président

DELCROIX, GUIDINI, CAROLL } Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen

M. ZAMANSKY

Professeurs

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T évolution des êtres organisés
	PREVOST	T chimie organique
	WYART	T Minéralo.& cristallo
	TEISSIER	T zoologie
	MANGENOT	T biologie végé.(Orsay)
	AUGER	T physique quantique et relativité
	MONNIER	T physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T physique ENS
	CARTAN	T mathématiques ENS
	LAFFITTE	T chimie générale
	N...	T géométrie supérieure
	COULOMB	T physique du globe
Mle	COUSIN	T biologie animale SPCN
MM.	CHRETIEN	T chimie minérale
	BOCQUET	T zoologie
	KASTLER	T physique ENS
	EPHRUSSI	T génétique
	RIVIERE	T géologie SPCN & sédiment. (Orsay)
	GAUTHERET	T biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T recherches physiques
	THOMAS A.	T biologie cellulaire
	ARNULF	T optique appliquée
	MORAND	T physique enseignement
	SOLEILLET	T physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp.des fluides
	DRACH	T zoologie
	QUENEY	T météo.& dynamique atmos.
	GALLIEN	T embryologie
	EICHORN	T botanique
	DE CUGNAC	T biologie végétale SPCN
Mle	CAUCHOIS	T chimie physique
MM.	THELLIER	T physique du globe
	L'HERITIER	T biologie générale Orsay
	GRIVET	T radioélectricité Orsay
	PONCIN	T mécanique générale
	DU BREIL	T arith.& théorie des nombres
	QUELET	T chimie organique
	CAGNIARD	T géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T micropaléontologie
	JUNG	T géologie
	TRILLAT	T microscopie et diffrac. élec.
	WIEMANN	T chimie organ.& structu.
	JACQUINOT	T spectroscopie et physique céleste (Orsay)
	VASSY	T physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T théorie physique
	AMIEL	T chimie générale
	HOCART	T minérall & cristal.
	J.P. MATHIEU	T physique optique
	COUTEAUX	T cytologie
	MAY	T zoologie
	CHOQUET	T théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T biologie végétale marine
	GUINIER	T physique des solides (Orsay)
	JOST	T physiologie comparée
	FORTET	T calcul des probabilités et physique mathématiques
	SCHWARTZ	T Calcul dif.& Intégral
	CHOUARD	T physiologie végétale
	MALAVARD	T aviation (technique aéron.)
	NORMANT	T synthèse organique
	BENARD	T chimie minérale
	BUVAT	T botanique ENS
	DUGUE	T statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie végé.appli.
	MARECHAL	T Optique théo.& appli.
	KIRRMANN	T théories chimiques
	CHADEFAUD	T botanique
Mle	LE BRETON	T Physio de la nutrition
MM.	LELONG	T appli de l'ana à la géom.
	DEVILLERS	T anatomie & histo.compa.
	EHRESMANN	T topologie algébrique
	FRANCON	T physique SPCN
	GLANGEAUD	T géogra. phys. géol.
	DODEMENT	T mathématiques MGR
	PISOT	T technique math.de la physi.
	ROCH	T géologie
	SCHATZMANN	T astrophysique
	TERMIER	T géologie générale
	ZAMANSKY	T mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T génétique Orsay
	ROUTHIER	T géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T physique théorique
MM.	DIXMIER	T mathématiques MPC
	SOUCHAY	T chimie générale
	AIGRAIN	T électrotechn.géné.
	BRUSSET	T chimie systématique
M.	LEVY	T physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T chimie biologique
Mme	HUREL PY	T biologie végétale PCB
MM.	PANNETIER	T chimie générale
	BRUN	T mécanique des fluides I
	LEDERER	T chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T mathématiques (agréga)
Mme	LELONG	T math.II ENS
M.	BELLAIR	T géologie SPCN
MM.	COTTE	T physique électricité
	DUBOIS J.E.	T chimie organique
	LAMOTTE	T zoologie ENS
	MICHEL A.	T chimie minérale Orsay
	OLMER	T énergétique générale
	ROUAULT	T électricité (Orsay)
	GAUTHIER	T mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T chimie physique
	BROSSEL	T physique atomique
	BUSER	T physiologie comparée
	CAMUS	T physio.végé.
	CASTAING	T Physique II thermo.(Orsay)
	CURIEN	T minéralo.& cristal.
	MOYSE	T physio.végé.(Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T évolution des êtres organisés
MM.	POSSOMPES	T zoologie
	PULLMANN	T chimie quantique
	TEILLAC	T physique nuc.et radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T bio.physico-chim.(Orsay)
	VILLE	T économétrie
	WILLEMART	T chimie PCB
	DODE	T chimie (Orsay)
	FREYMANN	T recherches physiques
	GUINOCHET	T biolo.végé.SPCN (Orsay)
	ROLLET	T chimie minérale
Mle	JOSIEN	T chimie SPCN
MM.	CHEVALLEY	T géométrie algébrique et théorie des groupes
	ARNOULT	T électronique Orsay
	CHAPELLE	T physique I (Orsay)
	DELANGE	T mathématiques I (Orsay)
	DENY	T mathé.géné.(Orsay)
	GERMAIN	T mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T géologie
	ALLARD	T chimie physique
	BERTHELOT	T physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T météor.et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T psycho.physio.
MM.	FRIEDEL	T physique des solides (Orsay)
	JULIA	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T biologie animale SPCN Orsay
	MAGAT	T physico-chimie des radio-éléments
Mle	QUINTIN	T électrochimie
MM.	MONOD	T chimie du métabolisme
	BENOIT	T physio.animale Orsay
	DE POSSEL	T analyse numérique
	CHARLOT	T chimie analytique
	LEMEE	T écologie végétale Orsay
	GUERIN	T chimie MPC Orsay
	CHATELET	T chimie PCB
	JEAN	T physio.nucléaire Orsay
	MATTLER	T physique SPCN
	BERGERARD	T zoologie Orsay
	BERTEIN	T électronique Orsay
	BOUISSIERES	T radiochimie
Mme	COUTURE	T thermo.et méca.physique
MM.	ELLEMBERGER	T géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T biologie animale PCB
	SCHNELL	botanique tropicale
	STLKOWSKI	T physiologie végétale
	ACHER	T chimie biologique
	BAUDOIN	T biologie animale PCB
	BEAUMONT	biologie animale SPCN
	BLAMONT	géophysique ionosphère
	BOUREAU	T botanique
	CURIE D.	physique MGP
	DURAND DELGA	T géologie
	FREON	T chimie organique Orsay
	HELLER	T physiologie végétale
	TORTRAT	T calcul des probabilités
	CAILLEUX	T géologie SPCN
	MAGNAN	physique électricité
	DAUDEL	T mécanique ondulatoire appli. à la chimie théo.& à la phy.nucléaire
Mle	FOURCROY	biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	mécanique analytique et méca.céleste
Mle	VEIL	T physiologie générale
MM.	LWOFF	T micobiologie
	SIESTRUNCK	T Méca.phys.& experimentale
	LACOMBE	T métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T mécanique générale
	LESIEUR	T math.I (Orsay)
	MAZET	T méca.géné.(Orsay)
	CAIRE	géogra.physique et géo dynami
	COMOLET	méca.des fluides
	CORABOEUF	T physio.animale (Orsay)
	DELLOUE	T physique de l'exosphère
	GORENFLOT	botanique II (Orsay)
	HOUILLON	biologie animale PCB
	JULLIEN J.	chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T technique mathé.de la phys.Ors.
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T botanique (Orsay)
	KAHANE	T mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T math ENS féminines
	KOURGANOFF	T astronomie (Orsay)
	THIRY	T méca.céleste
	ABELES	physique SPCN
	AMAT	T physique PCB
	AUBOIN	T géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
MM.	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T math.MPC
	BRUNN	T géologie historique Orsay
	CHABBAL	T physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T math.propé.
	D'ESPAGNAT	T physique théorique (Orsay)
	FURON	T géologie SPCN
Mme	GANS	T génétique
MM.	GENEVES	biologie végétale PCB
	GUILBERT	physique CUS Orléans
	HUPE	T pétrographie
	HOLLANDE	T biolo.géné.
	LIONS	T analyse numérique
	MAITTE	T chimie PCB
	MEYER	physique propé.
	NICOLAS	géologie appliquée
	PANIGEL	biologie générale
	RAVIER	pétrographie
	ROSEAU	T méca.théorique des fluides
	ROUBINE	électronique
	SILBER	T chimie PCB
	UEBERSFELD	T électronique
	YVON	T théories physiques
	HERVE	T mathématiques
	NERON	T math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T astrophysique
MM.	BALKANSKY	physique MPC
	LE CORRE	T électricité
	DELCROIX	T physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	physique théorique (Orsay) des hautes énergies
	LEHMANN	T phys.exp.des hautes énergies
	NATAF	T physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	biologie animale PCB
	BARRAUD	physiolo.cellulaire
	LIORET	physiologie végé.Orsay
	DARS	géologie structurale & géolo.appli.
	CAMEFORT	T botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T mécanique industrielle
	BLAQUIERE	électronique (Orsay)
	ARNOUS	T physique théorique
	TATIBOUET	chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T math. propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	physique Exp.des Hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T mécanique théorique
	ROSCH	T astronomie
	GUY	T physique expérimentale
	LAZARD	math MPC
	MOREL Pierre	physique MPC
	ARSAC	programmation
	LEFEBVRE	chimie MPC
	CHAPEVILLE	biochimie
	BENOIT	physique CPEM
	RIO	chimie CPEM
	JAUZEIN	géologie ENS
	PREVOST Georges	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	chimie CPEM
Mle	FICINI	chimie CPEM
MM.	LEQUEUX	astronomie
	COHEN	physique MPC
	TAVERNIER	physique CPEM
Mme	ROIZEN	physique CPEM
MM.	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	physiologie
Mme	PETIT	BA CPEM
MM.	BROUSSE	géologie orsay
	CAGNIAC	physique agrégation Orsay
	LEBERRE	zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	microbiologie (Orsay)
	de GENNES	physique des solides (Orsay)
	RIOU	physique nuclé.exp.Orsay
	CLAUSER	chimie biolo.Orsay
	CHEVALIER	physio.animale Orsay
	JANCOVICI	physique atomique Orsay
	FALK-VAIRANT	physique nucléaire Orsay
	FETIZON	chimie propé. Orsay
	CERF	mathématiques Orsay
	LURCAT	physique
	RIGAUDY	chimie S.P.C.N.
	SIGWALT	chimie S.P.C.N.
	FOURNET	électricité générale
	COLLONGUES	chimie C.P.E.N.
	DUBERT	biochimie
	LAVOREL	biologie physico-chimique
	MOREL F.	physiologie comparée
	TALBOT	génétique chimique
Mme	NOUGAREDE	botanique
MM.	FRANCOIS	zoologie
	IVANOFF	océanographie physique
	CADIOT	chimie organique
	BARUCH	physique propédeutique
	NOZIERES	physique générale
	BOK	physique propédeutique
	SLONIMSKI	génétique
	KRASNER	T mathématiques
	BENZECRI	T statistiques
	VINH MAU	physique M.G.P.
	DUQUESNES	physique C.P.EM.
	SCHUTZENBERGER	programmation
	TREMILLON	chimie MPC
	FAYARD	chimie MPC
	BUVET	chimie CPEM
	AUTHIER	physique MPC
	PICINBONO	T physique CPEM
	BONNEFILLE	électrotechnique
Mme	PUISEUX DAO	biologie végétale

le secrétaire général

R. POULAIN

TABLE DES MATIÈRES

Pages

CHAPITRE I - INTRODUCTION 7

I. 1 - Historique 7
I. 2 - Interêt et but du travail 7

CHAPITRE II - ETUDE THEORIQUE DE L'ECHANGE DE CHARGES 9

II. 1 - Généralités 9
II. 2 - Classification des phénomènes 10
II. 3 - Système à deux composants 10

II. 3. A - Etude des sections efficaces 12

II. 4 - Affinité électronique et les ions négatifs 13
II. 5 - Formation des ions négatifs 14
II. 6 - Système à trois composants 15

II. 6. A - Etude de certaines sections efficaces d'un système à trois composants ... 18

II. 7 - Calcul de la pression permettant d'obtenir une production maximale d'ions négatifs 20

CHAPITRE III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 21

III. 1 - Accélérateur réalisé 21

III. 1. A - Le générateur de haute tension 21
III. 1. B - Electrode de haute tension 21
III. 1. C - La source d'ions à H. F. 21
III. 1. D - La source d'ions Li^+ 24
III. 1. E - Le tube accélérateur 24
III. 1. F - L'électro-aimant analyseur 24
III. 1. G - Pompage 26

III. 2 - Montage expérimental de l'échange de charges 27

III. 2. A - Cible gazeuse 27
III. 2. B - Calcul de π (nombre d'atomes par cm^2), à une pression donnée d'un gaz, dans la chambre d'échange de charges 31
III. 2. C - Electro-aimant séparateur 32
III. 2. D - La chambre de mesures 32

CHAPITRE IV - EXPERIMENTATION 35

IV. 1 - Mesure de la pression 35
IV. 2 - Etalonnage de la jauge Pirani par la jauge Mac Leod 35
IV. 3 - Méthode de mesure des composants chargés du faisceau 35
IV. 4 - Appareil de mesure de faible courant 37

Pages

CHAPITRE V - RESULTATS EXPERIMENTAUX 39

V.1 - Résultats obtenus pour les réactions $H^+ \longrightarrow H^-$ 41
V.2 - Résultats obtenus pour les réactions $D^+ \longrightarrow D^-$ 53
V.3 - Résultats obtenus pour les réactions $Li^+ \longrightarrow Li^+$ 64
V.4 - Diffusion 70

CHAPITRE VI - DISCUSSION DES RESULTATS 73

CONCLUSION 77

BIBLIOGRAPHIE 79

Avant d'exposer les résultats de notre travail nous désirons exprimer notre vive reconnaissance à tous ceux qui nous ont apporté conseils, aide et encouragements au cours de son développement.

Monsieur le Professeur Schatzman nous a fait le grand honneur de bien vouloir présider le jury ; qu'il veuille trouver ici l'expression de notre très vive gratitude.

Monsieur le Professeur Delcroix a bien voulu assurer le patronage scientifique de cette thèse ; nous lui en sommes très reconnaissant.

Monsieur Guidini nous a prodigué de fructueux conseils et il a assumé la lourde tâche de superviser notre travail. Pour son aide cordiale de tous les instants, nous le remercions bien vivement.

Monsieur Cotton, Chef du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie, nous a accordé toutes les facilités nécessaires pour mener cette étude à son terme ; qu'll veuille bien accepter nos remerciements.

Monsieur Delaunay, Chef du Groupe Accélérateurs, a dirigé ces recherches et nous a offert les moyens matériels de les réaliser ; ses encouragements et ses conseils ont été pour nous une aide précieuse ; nous le prions d'agréer notre profonde reconnaissance.

Enfin, nous nous faisons un plaisir de remercier les ingénieurs du Groupe : MM. Pronier, Bianchi et Gou pour leur aide constante, ainsi que MM. Sautejeau et Hay pour leur participation à la construction de l'ensemble expérimental.

Il nous est tout particulièrement agréable d'adresser nos remerciements et notre reconnaissance à Madame Gugenberger qui, très aimablement, a bien voulu se charger de la mise en page et de la présentation définitive de notre manuscrit.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544324_0037

CHAPITRE I

INTRODUCTION

I.1 - HISTORIQUE -

Pour la première fois, en 1922, Henderson [HE 22] a étudié le comportement des particules traversant la matière.

Deux ans plus tard, Rutherford [RU 24] a donné des renseignements plus précis du processus : il a indiqué que les particules α [He^{++}], émises par une source radioactive naturelle, perdent et captent des électrons. Il a également montré que la perte d'électrons suit une loi en $\frac{1}{v}$ (v étant la vitesse de la particule α) et la capture une loi en $\frac{1}{v^{06}}$ mais il supposait que le phénomène était indépendant de la nature des substances traversées.

En 1925, Bohr [BO 25] a montré que l'équilibre entre la perte et la capture d'électrons devait être différent pour les diverses substances traversées. Cette théorie de Bohr a été vérifiée par Jacobsen en 1927 [JA 27].

Une théorie précise de la capture des électrons par les particules α pénétrant dans les substances légères et lourdes a été développée par Thomas [TH 27]. Cette théorie est basée sur les lois de la mécanique classique.

Quelques temps après, Oppenheimer [OP 28] a réétudié le phénomène en utilisant la mécanique quantique.

En 1930, Brinkman et Kramers [BR et KR 30], suivant la méthode de Oppenheimer, ont développé considérablement le problème de la collision inélastique des particules chargées.

Les premiers travaux expérimentaux utilisant des particules accélérées ont été effectués par Bartels [BA 30] et des résultats d'études similaires ont été publiés en 1933 par Rüchardt et Geiger [RU et GE 33].

"The penetration of atomic particules through matter" de Bohr, paru en 1948, comporte une étude théorique très approfondie du phénomène.

Une étude expérimentale, et aussi théorique, a été effectuée par Allison et Warshaw [AL et WA 53] sur le passage des particules lourdes à travers la matière.

En 1958, Allison [AL 58] a exposé, dans une publication, à peu près tous les résultats expérimentaux concernant l'échange de charges des faisceaux ioniques (H^+, D^+, He^+, He^{++}) dans les gaz rares.

Les résultats théoriques et expérimentaux concernant les processus d'échange de charges ont été discutés au cours de certaines conférences internationales, en particulier à Venise (1957), à New York City (1958) et à Uppsala (1959).

I.2 - INTERET ET BUT DU TRAVAIL -

Un accélérateur tandem a été installé en 1963 à Saclay. Le fonctionnement de cet appareil est basé sur le principe de l'échange de charges.

Dans le processus actuellement utilisé(*) un faisceau d'ions négatifs est formé à partir d'ions positifs issus de la source. Ces ions négatifs sont accélérés, puis retransformés en ions positifs. Ces derniers sont réaccélérés par la même haute tension.

Au total, les ions ont donc subi deux accélérations et leur énergie est alors $(Z + 1)$ eV, Z étant l'état de charge des ions positifs lors de la deuxième accélération.

Le but de ce travail a été, à la demande du Chef du laboratoire, de préciser les différents aspects de l'échange de charges, d'en redéfinir les principes théoriques, de déterminer la section efficace du double échange de charges des ions H^+, D^+ et Li^+ d'énergies comprises entre 10 et 50 keV traversant des cibles gazeuses de diverses natures. Le but de ce travail a été aussi de créer et d'expérimenter un appareillage apte à permettre des essais ultérieurs sur l'échange de charges.

(*) Depuis la rédaction de ce travail, des ions négatifs d'hydrogène ont été obtenue directement à partir d'une source d'ions, mais le problème reste encore posé pour les autres sortes d'ions.

CHAPITRE II

ÉTUDE THÉORIQUE DE L'ÉCHANGE DE CHARGES

II. 1 - GENERALITES

Les probabilités des collisions élastiques et inélastiques sont définies par le terme de "section efficace de collision".

La section efficace de collision est proportionnelle à l'inverse du libre parcours moyen de la particule incidente dans le milieu traversé. Si la particule rapide et la substance traversée ont la même nature physique, le libre parcours moyen, en tenant compte de la répartition maxwellienne de la vitesse, est donné par [HA 64] :

$$l_1 = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n} = \frac{1}{4\sqrt{2}.\sigma.n} \qquad (II.1)$$

n = densité des atomes ou des molécules par cm^3,

r = rayon de la sphère représentant un atome.

Dans le cas où le milieu traversé comporte d'autres atomes, l'expression (II. 1) s'écrit :

$$l_{1,2} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi n_1 r_1^2 + \pi n_2 (r_1 + r_2)^2 (\overline{v}_1^2 + \overline{v}_2^2)^{1/2}/\overline{v}_1} \qquad (II.2)$$

$\overline{v}_1$ = vitesse moyenne de la particule 1

r_1 = rayon de la sphère de la particule 1

v_2 = vitesse moyenne de la particule 2

r_2 = rayon de la sphère de la particule 2

n_1 = densité de la particule 1 par cm^3

n_2 = densité de la particule 2 par cm^3

Le libre parcours moyen de la particule 1 dans un milieu comportant des particules 2 est donné par :

$$l_2 = \frac{\overline{v}_1}{\pi n_2 (r_1 + r_2)^2 (\overline{v}_1^2 + \overline{v}_2^2)^{1/2}} \qquad (II.3)$$

Le nombre de collisions totales par seconde est :

$$\nu_2 = \frac{n_1 \overline{v}_1}{l_2} = 4 n_1 n_2 \sigma_{1,2} (\overline{v}_1^2 + \overline{v}_2^2) \qquad (II.4)$$

avec

$$\sigma_{1,2} = \frac{\pi (r_1 + r_2)^2}{4}.$$

L'application de (II. 2) pour un faisceau d'électrons dans un gaz conduit à :

$$l_{e,2} = \frac{1}{\pi n_2 r_2^2} = \frac{1}{n_2 \sigma_{e,2}} \qquad (II.5)$$

avec

$$\overline{v}_e \gg \overline{v}_2$$

$$r_e \ll r_2$$

Le nombre de collisions par seconde est :

$$\nu_e = n_e . \overline{v}_e . n_2 . \sigma_{e,2}. \qquad (II.6)$$

On peut définir également la section efficace de la façon classique suivante.

Quand une particule rapide se déplace dans un gaz, suivant une direction X, la probabilité pour que cette particule subisse un choc dans l'intervalle de x et x + dx est donnée par :

$$P = \frac{dx}{l_{1,2}} = n\sigma dx. \qquad (II.7)$$

Si nous considérons un faisceau de N particules par cm^2, ce faisceau sera atténué, à cause des chocs précités, parcourant la distance dx, d'une quantité donnée par :

$$dN = - N. n. \sigma dx. \qquad (II.8)$$

L'intégration de cette dernière donne :

$$\int_{N_o}^{N} \frac{dN}{N} = - \int_{o}^{L} n\sigma dx. \qquad (II.9)$$

d'où l'on déduit :

$$N = N_o \exp(- n\sigma L). \qquad (II.10)$$

A partir de (II.10) on peut calculer la section efficace :

$$\sigma = \frac{1}{nL} \mathrm{Log}_e \frac{N_o}{N}. \qquad (II.11)$$

II.2 - CLASSIFICATION DES PHENOMENES -

Il faut remarquer que l'expression (II.11) représente la probabilité de toutes les collisions possibles, autrement dit, la section efficace totale du processus. Par contre, quand il s'agit de définir la section efficace d'une réaction donnée, l'expression (II.11) ne convient pas ; dans ce cas, l'étude de la section efficace partielle exige d'établir des équations différentielles partielles qui expriment l'évolution du nombre de collisions en fonction des sections efficaces partielles.

Nous traiterons, en deux parties, le processus d'échange de charges d'un faisceau de particules monoénergétiques de charge électrique unitaire et positive :

A - Etude d'un faisceau ionique comportant deux composants à la sortie du canal d'échange de charges (système à deux composants).

B - Etude d'un faisceau ionique ayant trois composants à la sortie du canal d'échange de charges (système à trois composants).

II.3 - SYSTEME A DEUX COMPOSANTS -

Quand un proton rapide traverse une cible gazeuse ou une feuille solide, mince, il entre en collision inélastique avec les atomes A de la cible.

La cible devient ainsi le siège des différentes réactions que nous représentons de la façon suivante :

$$H_R^+ + A^0 \longrightarrow H_R^0 + A^+ \qquad (1)$$

$$H_R^+ + A^0 \longrightarrow H_{R'}^+ + A^+ + e \qquad (2)$$

$$H_R^+ + A^0 \longrightarrow H_{R''}^+ + A^* \qquad (3)$$

$$H_R^0 + A^0 \longrightarrow H_R^- + A^+ \qquad (4)$$

$$H_R^0 + A^0 \longrightarrow H_{R'}^+ + A^0 + e \qquad (5)$$

$$H_R^- + A^0 \longrightarrow H_R^0 + A^0 + e \qquad (6)$$

Toutes ces réactions n'ont pas la même probabilité de se produire, par exemple les réactions (1) et (5) sont les plus probables.

Il faut remarquer qu'en négligeant les autres réactions, les calculs deviennent approximatifs, mais, par contre, la simplicité établie par cette approximation nous permet d'étudier les sections efficaces partielles des réactions en question dont nous parlerons dans cet exposé.

Avec l'approximation admise, nous pouvons définir le système de deux réactions, dans un état quelconque, par trois variables H^+, H^0, π :

H^+ le nombre des protons rapides,

H^0 le nombre des hydrogènes atomiques rapides,

π le nombre d'atomes par cm^2 du gaz cible.

Nous avons constaté qu'une légère variation de π provoque de petites variations de H^+ et H^0.

On peut décrire ce processus de la façon mathématique suivante :

$$\begin{aligned} dH^+ &= H^0\ \sigma_{01}\, d\pi - H^+\ \sigma_{10}\, d\pi \\ dH^0 &= H^+\ \sigma_{10}\, d\pi - H^0\ \sigma_{01}\, d\pi \end{aligned} \qquad (II.12)$$

σ_{01} = la section efficace de perte d'un électron,

σ_{10} = la section efficace de capture d'un électron.

Pour simplifier les équations (II.12) nous introduisons les termes suivants :

$$\begin{aligned} F_1 &= \frac{H^+}{H^+ + H^0} \\ F_0 &= \frac{H^0}{H^0 + H^+}. \end{aligned} \qquad (II.13)$$

La résolution du système (II.12) conduit à :

$$F_1 = A + B\, e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{01})\pi} \qquad (II.14)$$

et

$$F_0 = A_1 + B_1\, e^{-(\sigma_{10}+\sigma_{01})\pi} \qquad (II.15)$$

A, B, A_1, B_1, dépendent des conditions initiales et finales de faisceau et de cible.

Pour un faisceau pur de protons monoénergétiques, on a :

$F_1 = 1$ pour $\pi = 0$

$F_1 = F_{1\infty}$ pour $\pi = \infty$

et, pour le composant neutre du faisceau, on aura :

$$F_0 = 0 \qquad \text{pour} \qquad \pi = 0$$

$$F_0 = F_\infty \qquad \text{pour} \qquad \pi = \omega$$

L'application de ces conditions aux relations (II. 14) et (II. 15) conduit aux expressions qui expriment les composants du faisceau en fonction de la pression du gaz cible,

$$F_1 = F_{1\infty} + (1 - F_{1\infty})^{(\sigma_{10}+\sigma_{01})\pi} \tag{II. 16}$$

et pour le composant neutre :

$$F_0 = F_{0\infty}\,(1 - e)^{-(\sigma_{10}+\sigma_{01})\pi} \quad . \tag{II. 17}$$

Il ne faut pas attribuer un sens purement mathématique à la condition $\pi = \omega$ car il s'agit d'une faible pression pour laquelle les composants du faisceau deviennent indépendants de la pression.

En effet, le libre parcours moyen du proton devient plus petit que la longueur du canal d'échange de charges ; dans ce cas, le proton peut entrer plusieurs fois en collision avec les atomes de la cible. A chaque collision, il subit un échange de charges. Ainsi, pour une valeur précise de la pression du gaz cible, le nombre total de chaque espèce de charges devient statistiquement constant. C'est ce que nous appelons l'état d'équilibre et nous représentons, dans cet état, les deux composants du faisceau par $F_{1\infty}$ et $F_{0\infty}$.

On peut définir l'équilibre du système par :

$$\frac{dF_1}{\pi} = 0$$

$$\frac{dF_0}{d\pi} = 0. \tag{II. 18}$$

En tenant compte des relations (II. 12) et (II. 18), on trouve :

$$\frac{F_{0\infty}}{F_{1\infty}} = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{01}}. \tag{II. 19}$$

Les relations (II. 13) et (II. 19) permettent d'exprimer les composants du faisceau à l'équilibre par les expressions simples en fonction des sections efficaces des réactions en question :

$$F_{1\infty} = \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} \tag{II. 20}$$

$$F_{0\infty} = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} \tag{II. 21}$$

II. 3. A - Etude des sections efficaces.

On exprime en général la probabilité de chaque réaction par une seule section efficace. Ce n'est que pour l'échange de charges qu'on utilise la notation σ_{if} où i représente l'état initial et f l'état final de charge de l'ion rapide en unités de charge électrique.

La méthode utilisée ici ne tient pas seulement compte des réactions (II. 12) et (II. 16) envisagées au début de ce chapitre.

Nous considérons les expressions (II. 16) et (II. 20) comme deux équations à deux inconnues (σ_{10} et σ_{01}) ; la résolution de ce système conduit à :

$$\sigma_{10} = \frac{1 - F_{1\infty}}{\pi} \operatorname{Log} \frac{1 - F_{1\infty}}{F_1 - F_{1\infty}} \tag{II. 22}$$

$$\sigma_{01} = \frac{F_{1\infty}}{\pi} \operatorname{Log} \frac{1 - F_{1\infty}}{F_1 - F_{1\infty}}. \tag{II. 23}$$

Il est également possible de calculer ces sections efficaces par F_0 et $F_{0\infty}$ à l'aide des relations (II. 17) et (II. 21).

$$\sigma_{10} = \frac{F_{0\infty}}{\pi} \text{ Log } \frac{F_{0\infty}}{F_0 - F_{0\infty}} \tag{II. 24}$$

et

$$\sigma_{01} = \frac{1 - F_{0\infty}}{\pi} \text{ Log } \frac{F_{0\infty}}{F_0 - F_{0\infty}}. \tag{II. 25}$$

Il faut remarquer que, malgré cette possibilité théorique, il est préférable d'utiliser les expressions (II. 22) et (II. 23) pour le calcul des sections efficaces car la détection et la mesure des particules neutres présentent de nombreuses difficultés techniques.

Dans une condition particulière de la cible gazeuse où $(\sigma_{10} + \sigma_{01})\ \pi << 1$, on peut développer en série les fonctions (II. 16) et (II. 17). Avec une approximation au premier ordre, on a :

$$F_1 = 1 - \pi \sigma_{10} \tag{II. 26}$$

$$F_0 = \pi \sigma_{10}. \tag{II. 27}$$

Ces deux relations simples montrent que :

a) dans le domaine des faibles pressions, les composants du faisceau varient linéairement avec la pression ;

b) la section efficace de capture est égale à la tangente de la partie linéaire de la courbe expérimentale.

En outre, dans le domaine des basses pressions, l'influence du gaz résiduel dans le tube accélérateur et dans le canal d'échange de charges devient importante et peut introduire certaines erreurs dans les résultats.

Pour en tenir compte, il faut porter une correction sur le terme π, sous la forme suivante :

$$F_1 = 1 - (\pi - \pi_{résidu}). \sigma_{10} \tag{II. 28}$$

$$F_0 = (\pi - \pi_{résidu}). \sigma_{10} \tag{II. 29}$$

II. 4 - AFFINITE ELECTRONIQUE ET LES IONS NEGATIFS -

Le terme d'ion négatif paraît paradoxal du fait de la conception classique de l'atome. En effet, il est presque impossible d'expliquer l'existence d'ions négatifs sans recourir aux lois de la mécanique quantique.

Par contre, on connaît depuis longtemps, expérimentalement, l'existence de ces ions [MA 50].

Le temps de vie de certains ions est très court, ils ont donc un état métastable. Il existe également des ions qui sont dans un état stable.

La stabilité d'un ion négatif ou bien l'affinité d'un atome neutre se traduit par :

$$E_0 - E_- > 0$$

E_- = énergie totale d'ion négatif dans son état fondamental,

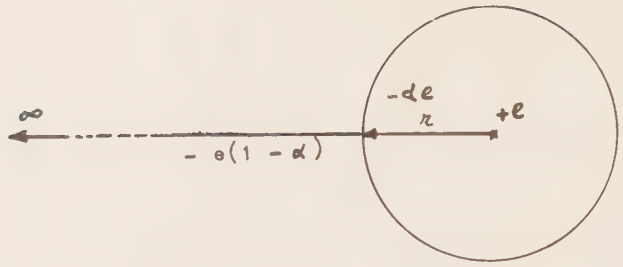
E_0 = énergie totale de l'atome neutre dans son état fondamental.

La différence $E_0 - E_-$ correspond à peu près à l'énergie de liaison de l'électron supplémentaire à l'atome neutre.

Enfin, l'étude de l'affinité électronique d'un atome revient à définir la forme et la nature de la force qui relie l'électron supplémentaire à l'atome

On remplace, dans un atome d'hydrogène, l'électron atomique par une distribution spatiale de charge - e ; on trouve facilement, dans cette configuration atomique, pour l'énergie potentielle totale d'un électron supplémentaire en un point donné, l'expression suivante :

$$E_{tot} = -(1-\alpha)(1-\beta)\, e^2/r \qquad \text{(II. 30)}$$



α = fraction de charge - e à l'intérieur de la sphère de rayon r.

β = probabilité de trouver la charge - e(1 - α) sur la surface de la sphère.

Cette formule met en évidence que :

a) la force agissant entre l'atome et l'électron supplémentaire est attractive,

b) la valeur numérique correspond à peu près à l'affinité électronique de l'atome d'hydrogène.

On peut obtenir les mêmes conclusions par la méthode suivante [MA 50].

Si l'on néglige l'effet de la polarisation de l'atome d'hydrogène, la probabilité de trouver l'électron atomique à une distance comprise entre r et r + dr du noyau est :

$$P(r)\, dr = 4\pi r^2 \psi^2 dr.$$

ψ étant la fonction d'onde de l'atome d'hydrogène à l'état fondamental s'écrit :

$$\psi = (\pi a_0^3)^{-1/2} . e^{-r/a_0}$$

a_0 = rayon de l'atome de Bohr.

L'énergie potentielle de l'électron atomique, se trouvant à une distance r_1 du noyau, est alors :

$$E_{p\hat{e}} = \frac{4\pi e^2}{r_1} \int_0^{r_1} \psi^2 . r^2\, dr + 4\pi e^2 \int_{r_1}^{\infty} \frac{\psi^2 r^2 dr}{r}.$$

Après l'intégration par parties on a :

$$E_{p\hat{e}} = e^2 \left[\frac{1}{r_1} - e^{-2r/a_0} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{a_0} \right) \right] .$$

En ajoutant l'énergie potentielle due au noyau :

$$E_{p\hat{e}} = - e^2\, e^{-2r_1/a_0} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{a_0} \right) .$$

La forme de cette relation montre que le champ de force de l'atome d'hydrogène est attractif, donc que la formation d'un ion négatif de l'hydrogène est possible.

Par ailleurs, on constate que cette force décroît exponentiellement avec la distance, donc qu'elle n'est plus une force coulombienne.

II. 5 - FORMATION DES IONS NEGATIFS -

Le processus le plus simple réside dans la capture directe d'un électron libre par un atome neutre. Si, d'une part, l'électron à une énergie cinétique T avant d'être capturé et si, d'autre part, l'affinité électronique de l'atome neutre est égale à A, la quantité d'énergie T + A doit être libérée d'une façon quelconque. Il est possible que ce soit sous forme d'émission lumineuse ou par transmission d'énergie sur un troisième corps.

La probabilité d'émission lumineuse est extrêmement faible (10^{-7} par collision) : ainsi, nous

ne pouvons donc envisager que la formation d'un ion négatif accompagnée par la transmission, à un troisième corps, de l'énergie excédentaire T + A. Cette énergie provoquera soit l'ionisation, soit l'excitation de celui-ci.

$$\begin{aligned} A^0_R + e^- + B &\longrightarrow A^-_R + B^+ + e^- \\ A^0_R + e^- + B &\longrightarrow A^-_R + B^* \end{aligned} \qquad \text{(II. 31)}$$

II. 6 - SYSTEME A TROIS COMPOSANTS -

La probabilité des réactions envisagées au début de ce chapitre dépend, toutes choses égalées par ailleurs, de la nature physique des particules incidentes.

Ainsi, pour une particule ayant une affinité électronique positive, la probabilité de réaction (4) devient importante ; dans ce cas, il faut tenir compte de la production et de la destruction des particules négatives dans l'étude du processus de l'échange de charges.

Cependant, un faisceau de particules A^+_R comportera, à la sortie de la cible, les trois composants A^+_R, A^-_R, A^0_R.

Les réactions qui peuvent se produire sont présentées, qualitativement, de la façon suivante :

$$\begin{aligned} A^+_R + B^0 &\longrightarrow A^0_R + B^+ \\ A^+_R + B^0 &\longrightarrow A^-_R + B^{++} \\ A^0_R + B^0 &\longrightarrow A^+_R + B^- \\ A^0_R + B^0 &\longrightarrow A^-_R + B^+ \\ A^-_R + B^0 &\longrightarrow A^0_R + B^- \\ A^-_R + B^0 &\longrightarrow A^+ + B^- + e \end{aligned} \qquad \text{(II. 32)}$$

On peut décrire ces processus d'une manière quantitative.

L'évolution des composants du faisceau sera exprimée par les trois équations différentielles suivantes :

$$\begin{aligned} dA^+ &= (A^0\ \sigma_{01} + A^-\ \sigma_{\bar{1}1} - A^+\ \sigma_{10} - A^+\ \sigma_{1\bar{1}})\ d\pi \\ dA^0 &= (A^+\ \sigma_{10} + A^-\ \sigma_{\bar{1}0} - A^0\ \sigma_{01} - A^0\ \sigma_{0\bar{1}})\ d\pi \\ dA^- &= (A^+\ \sigma_{1\bar{1}} + A^0\ \sigma_{0\bar{1}} - A^-\ \sigma_{\bar{1}0} - A^-\ \sigma_{\bar{1}1})\ d\pi \end{aligned} \qquad \text{(II. 33)}$$

avec

σ_{10} section efficace de capture d'un électron

$\sigma_{1\bar{1}}$ " " " " de deux électrons

σ_{01} " " " perte d'un électron

$\sigma_{0\bar{1}}$ " " " capture d'un électron

$\sigma_{\bar{1}0}$ " " " perte " "

$\sigma_{\bar{1}1}$ " " " " de deux électrons

$d\pi$ = élément différentiel du nombre d'atomes cibles par cm^2.

Pour simplifier l'écriture et le calcul, nous substituons les nouvelles variables :

$$F_1 = \frac{A^+}{A^+ + A^0 + A^-}$$

$$F_0 = \frac{A^0}{A^+ + A^0 + A^-} \qquad \text{(II. 34)}$$

$$F_{\bar{1}} = \frac{A^-}{A^+ + A^0 + A^-}.$$

Le système (II. 33) s'écrit alors :

$$\frac{dF_1}{d\pi} = F_0\ \sigma_{01} + F_{\bar{1}}\ \sigma_{\bar{1}1} - F_1\ (\sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}}) \qquad \text{(a)}$$

$$\frac{dF_0}{d\pi} = F_1\ \sigma_{10} + F_{\bar{1}}\ \sigma_{\bar{1}0} - F_0\ (\sigma_{01} + \sigma_{0\bar{1}}) \qquad \text{(b)} \qquad \text{(II. 35)}$$

$$\frac{dF_{\bar{1}}}{d\pi} = F_0\ \sigma_{0\bar{1}} + F_1\ \sigma_{1\bar{1}} - F_{\bar{1}}\ (\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{\bar{1}1}) \qquad \text{(c)}.$$

En appliquant la condition d'équilibre de charges, on obtient une solution immédiate et particulière du système (II. 35) :

$$\frac{dF_{1\infty}}{d\pi} = 0 \qquad F_{0\infty}\ \sigma_{01} + F_{\bar{1}\infty}\ \sigma_{\bar{1}1} - F_{1\infty}\ (\sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}}) = 0$$

$$\pi = \infty \quad \frac{dF_{0\infty}}{d} = 0 \longrightarrow F_{1\infty}\ \sigma_{10} + F_{\bar{1}\infty}\ \sigma_{\bar{1}0} - F_{0\infty}\ (\sigma_{01} + \sigma_{0\bar{1}}) = 0 \qquad \text{(II. 36)}$$

$$\frac{dF_{\bar{1}\infty}}{d\pi} = 0 \qquad F_{0\infty}\ \sigma_{0\bar{1}} + F_{1\infty}\ \sigma_{1\bar{1}} - F_{\bar{1}\infty}\ (\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{\bar{1}1}) = 0.$$

La définition des nouvelles variables nous permet d'écrire :

$$\sum_{i=1,\bar{1},0} F_{i\infty} = 1. \qquad \text{(II. 37)}$$

L'ensemble de (II. 36) et (II. 37) conduit aux valeurs de différents composants en équilibre :

$$F_{1\infty} = \frac{c.\,\sigma_{01} + d.\,\sigma_{0\bar{1}}}{ad - bc}$$

$$F_{\bar{1}\infty} = \frac{-\,d\,\sigma_{01} - b\,\sigma_{0\bar{1}}}{ad - bc} \qquad \text{(II. 38)}$$

$$F_{0\infty} = \frac{ad - bc - (\sigma_{01}.\,c + \sigma_{0\bar{1}}.\,a - \sigma_{01}.\,d - \sigma_{0\bar{1}}.\,b)}{ad - bc}$$

où les constantes sont :

$$\begin{aligned} &\sigma_{\bar{1}1} - \sigma_{01} = a \\ &-(\sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{01}) = b \\ &(\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{0\bar{1}}) = c \\ &-(\sigma_{1\bar{1}} - \sigma_{0\bar{1}}) = d. \end{aligned} \qquad \text{(II. 39)}$$

En portant (II. 39) dans les expressions (II. 38) on obtient :

$$F_{\bar{1}\infty} = \frac{\sigma_{01}\sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{10} + \sigma_{0\bar{1}}\sigma_{1\bar{1}}}{\sigma_{0\bar{1}}\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{01}\sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{10}\sigma_{10} + \sigma_{\bar{1}1}\sigma_{10} + \sigma_{10}\sigma_{0\bar{1}} + \sigma_{1\bar{1}}\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{1\bar{1}}\sigma_{0\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}0}\ \sigma_{01} + \sigma_{01}\ \sigma_{\bar{1}1}} \qquad \text{(II. 40a)}$$

$$F_{1\infty} = \frac{\sigma_{\bar{1}0}\,\sigma_{01} + \sigma_{\bar{1}1}\,\sigma_{01} + \sigma_{0\bar{1}}\,\sigma_{\bar{1}1}}{\sigma_{0\bar{1}}\,\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{01}\,\sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}0}\,\sigma_{10} + \sigma_{\bar{1}1}\,\sigma_{10} + \sigma_{10}\,\sigma_{0\bar{1}} + \sigma_{1\bar{1}}\,\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{1\bar{1}}\,\sigma_{0\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}0}\,\sigma_{0\bar{1}} + \sigma_{01}\,\sigma_{\bar{1}1}} \qquad \text{(II.40b)}$$

$$F_{0\infty} = \frac{\sigma_{\bar{1}0}\,\sigma_{10} + \sigma_{\bar{1}1}\,\sigma_{10} + \sigma_{1\bar{1}}\,\sigma_{\bar{1}0}}{\sigma_{0\bar{1}}\,\sigma_{\bar{1}1} + \sigma_{01}\,\sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{10}\,\sigma_{10} + \sigma_{\bar{1}1}\,\sigma_{10} + \sigma_{10}\,\sigma_{0\bar{1}} + \sigma_{1\bar{1}}\,\sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{1\bar{1}}\,\sigma_{0\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}0}\,\sigma_{01} + \sigma_{01}\,\sigma_{\bar{1}1}} \qquad \text{(II.40c)}$$

Reprenons à nouveau le système (II.35). Nous pouvons le ramener facilement à des expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{dF_0}{d\pi} &= aF_0 + bF_{\bar{1}} + \sigma_{10} \\ \frac{dF_{\bar{1}}}{d\pi} &= fF_0 + gF_{\bar{1}} + \sigma_{1\bar{1}} \end{aligned} \qquad \text{(II.41)}$$

avec

$$\begin{aligned} -(\sigma_{10} + \sigma_{01} + \sigma_{0\bar{1}}) &= a \\ (\sigma_{\bar{1}0} - \sigma_{10}) &= b \\ (\sigma_{0\bar{1}} - \sigma_{1\bar{1}}) &= f \\ -(\sigma_{1\bar{1}} + \sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{\bar{1}1}) &= g \end{aligned} \qquad \text{(II.42)}$$

La résolution de (II.41) par rapport à F_1 conduit à :

$$\frac{d^2F_{\bar{1}}}{d\pi^2} - (a+g)\frac{dF_{\bar{1}}}{d\pi} + (ag - bf)\,F_{\bar{1}} = f\sigma_{10} - a\,\sigma_{1\bar{1}}, \qquad \text{(II.43)}$$

qui présente une solution générale sous la forme suivante :

$$F_{\bar{1}} = F_{\bar{1}\infty} + e^{-1/2\sum\sigma_{1f}\cdot\pi}\left[A_{(1,\bar{1})}\,e^{\pi q} + B_{(1,\bar{1})}\,e^{-\pi q}\right] \qquad \text{(II.44)}$$

$F_{1\infty}$ valeur en équilibre de $F_{\bar{1}}$,

$\sum\sigma_{1f}$ somme de six sections efficaces qui interviennent dans les réactions (II.32).

$$q = \frac{1}{2}\left[(a-g)^2 + 4\,bf\right]^{1/2}. \qquad \text{(II.45)}$$

$A_{(1,\bar{1})}$ et $B_{(1,\bar{1})}$, définie par application des conditions aux limites, ont pour valeur :

$$\begin{aligned} A_{(1,\bar{1})} &= \frac{-F_{\bar{1}\infty}(q+S) - f\,F_{0\infty}}{2q} \\ B_{(1,\bar{1})} &= \frac{F_{\bar{1}\infty}(S-q) - f\,F_{0\infty}}{2q} \quad \text{avec } S = \frac{(g-a)}{2}. \end{aligned} \qquad \text{(II.46)}$$

En effectuant des calculs identiques pour déterminer les expressions des autres composants du faisceau on trouve :

$$F_{\bar{1}} = F_{\bar{1}\infty} + e^{-1/2\sum\sigma_{1f}\cdot\pi}\left[\frac{-F_{\bar{1}\infty}(q+S) - fF_{0\infty}}{2q}\,e^{\pi q} + \frac{F_{\bar{1}\infty}(S-q) - fF_{0\infty}}{2q}\,e^{-\pi q}\right] \qquad \text{(II.47)}$$

$$F_0 = F_{0\infty} + e^{-1/2\sum\sigma_{1f}\cdot\pi}\left[\frac{-F_{0\infty}(q-S) - bF_{\bar{1}\infty}}{2q}\,e^{\pi q} + \frac{-F_{0\infty}(q+S) + bF_{\bar{1}\infty}}{2q}\,e^{-\pi q}\right] \qquad \text{(II.48)}$$

$$F_1 = F_{1\infty} + e^{-1/2\sum\sigma_{1f}}\left[\frac{-F_{\bar{1}\infty}(q+S+b) - F_{0\infty}(q-S+f)}{2q}\,e^{\pi q} + \frac{-F_{\bar{1}\infty}(q-S+b) - F_{0\infty}(q+S+f)}{2q}\,e^{-\pi q}\right] \qquad \text{(II.49)}$$

La formule (II. 47) exprime le processus de production d'ions négatifs en fonction de π, pour une énergie donnée des particules rapides.

La section efficace des processus d'échange de charges dépend de l'énergie des particules en collision. Or les constantes figurant dans l'expression (II. 47) varieront avec l'énergie. La question immédiate qui peut se poser est la suivante :

Quelle est la forme de la variation de la section efficace avec l'énergie ?

Evidemment, l'un des buts essentiels des études portant sur l'échange de charges consiste à définir la forme de cette variation. Par exemple, nos travaux pourraient nous définir la forme de la variation de section efficace de double capture d'électrons en fonction de l'énergie.

Nous rappelons, ci-dessous, les valeurs numériques des constantes $A_{(1-1)}$, $B_{(1,1)}$, q, $\frac{1}{2}\sum\sigma_{if}$ et $F_{i\infty}$, données par Allison [AL 58] pour trois énergies différentes d'un faisceau de protons.

E énergie en keV	$F_{i\infty}$	$\frac{1}{2}\sum\sigma_{if}$ en 10^{-17}	$A_{(1-1)}$	q en 10^{-17}	$B_{(1-1)}$
9	0,020	49,9	0,070	5,49	- 0,090
15	0,020	45,4	0,055	3,8	- 0,076
25	0,016	40,1	0,051	3,3	- 0,068

Pour 15 keV, l'expression (II. 47) s'écrit alors :

$$[F_{\bar{i}}]_{15\,keV} = 0,020 + e^{-45,4.10^{-17}.\pi}\,[0,055\,e^{3,8.10^{-17}.\pi} - 0,076\,e^{-3,8.10^{-17}.\pi}] \qquad (II.50)$$

II. 6. A - Etude de certaines sections efficaces d'un système à trois composants.

Il est, en général, très difficile d'étudier les sections efficaces individuelles d'un système à trois composants. Pourtant, l'application des conditions aux limites, dans les équations différentielles du système, permet d'effectuer le calcul de certaines sections efficaces.

Ainsi, pour le calcul de σ_{1-1}, dans un système ternaire, avons nous utilisé la méthode de Fogel et Mitin [FO et MI 55].

Reprenons l'équation (II. 35c) :

$$\frac{dF_{\bar{i}}}{d\pi} = F_0\ \sigma_{0-1} + F_1\ \sigma_{1-1} - F_1\ (\sigma_{-10} + \sigma_{-11}).$$

Les conditions initiales de système sont :

$$\pi = 0$$

$$F_0 = 0$$

$$F_{\bar{i}} = 0$$

$$F_1 = 1$$

L'application de ces conditions dans (II. 35c) nous conduit à l'expression suivante :

$$\sigma_{1-1} = \left[\frac{dF_{\bar{i}}}{d\pi}\right]_{\pi=0}. \qquad (II.51)$$

Nous avons donné la valeur de π en fonction de la pression (chapitre IV. 1).

$$\pi = \frac{P.l.\xi.N}{RT}$$

d'où l'on peut obtenir :

$$n = \frac{l \cdot \xi \cdot N}{RT} dP. \qquad (II.52)$$

La substitution de cette dernière dans (II.51) nous donne :

$$\sigma_{1-1} = \frac{RT}{N \cdot \xi \cdot l} \left[\frac{dF_i}{dP} \right]_{P=0}. \qquad (II.52a)$$

Dans le cas de notre dispositif expérimental on a :

$$l = 19,9 \text{ cm}$$

$$T = 293 \text{ K}$$

avec

$$R = 8,314.10^7 \text{ erg. mol.}^{-1} \text{ deg.}^{-1}$$

$$N = 6,024.10^{23}$$

On peut écrire l'expression (II.52a) sous une forme pratique suivante :

$$\sigma_{1-1} = 1,524.10^{-15} \frac{1}{\xi} \left[\frac{dF_i}{dP} \right]_{P=0} \qquad (II.53)$$

dP doit être en μHg.

Calcul d'erreurs pour la section efficace σ_{1-1}

Le calcul d'erreurs est effectué à partir de l'expression (II.52a) du chapitre II.

$$\sigma_{1-1} = \frac{kT}{\xi \cdot l} \left[\frac{dP_i}{dP} \right]_{P=0}.$$

La dérivée logarithmique de cette expression conduit à :

$$\frac{d\sigma_{1-1}}{\sigma_{1-1}} = \frac{dk}{k} + \frac{dT}{T} + \frac{d\xi}{\xi} + \frac{dl}{l} + \frac{dF_i}{F_i} + \frac{dP}{P}. \qquad (II.54)$$

Il faut noter que F_i et P étant deux quantités infiniment petites nous avons tenu compte de la relation mathématique suivante :

$$\frac{dF_i}{dP} = \frac{F_i}{P}.$$

Une approximation tolérable nous permet de ne tenir compte, dans le calcul d'erreur relative maximale, que des deux derniers termes car :

$$\frac{dk}{k} = \frac{7}{1,38}. 10^{-5}$$

$$\frac{dT}{T} = \frac{1}{293}$$

$$\frac{d\xi}{\xi} = 0$$

$$\frac{dl}{l} = \frac{2}{1990}.$$

En négligeant les quatre premiers termes membres de droite de (II.53), nous avons :

$$\frac{d\sigma_{1-1}}{\sigma_{1-1}} = \frac{dF_{\bar{1}}}{F_{\bar{1}}} + \frac{dP}{P}$$

d'où

$$d\sigma_{1-1} = \left[\frac{dF_{\bar{1}}}{F_{\bar{1}}} + \frac{dP}{F} \right] . \sigma_{1-1} \qquad \text{(II. 55)}$$

et on peut écrire :

$$(\sigma_{1-1})_{\text{mesurée}} + \left[\frac{dF_{\bar{1}}}{F_{\bar{1}}} + \frac{dP}{P} \right] (\sigma_{1-1})_{\text{mesurée}} > (\sigma_{1-1})_{\text{vraie}} > (\sigma_{1-1})_{\text{mesurée}} - \left[\frac{dF_{\bar{1}}}{F_{\bar{1}}} + \frac{dP}{P} \right] (\sigma_{1-1})_{\text{mesurée}}$$

II.7 - CALCUL DE LA PRESSION PERMETTANT D'OBTENIR UNE PRODUCTION MAXIMALE D'IONS NEGATIFS -

La dérivée par rapport à π de l'expression (II.44), étant égale à zéro, conduit à une valeur de la pression du gaz cible pour laquelle l'équilibre entre les différentes charges peut s'établir :

$$\frac{dF_{\bar{1}}}{d\pi} = -\frac{1}{2} \sum_{if} e^{-1/2\Sigma\sigma_{if}.\pi_m} [A_{(1-1)} \; e^{\pi_m . q} + B_{(1-1)} \; e^{-\pi_m . q}]$$

$$+ e^{-1/2\Sigma\sigma_{if}.\pi_m} \; [A_{(1-1)} \; q \; e^{\pi_m . q} - B_{(1-1)} \; q \; e^{-\pi_m . q}] = 0. \qquad \text{(II. 55a)}$$

On en déduit la valeur de π_m :

$$\pi_m = \frac{1}{2q} \; \text{Log}_e \frac{B_{(1-1)} \left(q + \frac{1}{2} \sum \sigma_{if} \right)}{A_{(1-1)} \left(q - \frac{1}{2} \sum \sigma_{if} \right)} \qquad \text{(II. 56)}$$

En portant, dans (II.56), les valeurs de $A_{(1-1)}$, $B_{(1-1)}$, q et $\frac{1}{2} \sum \sigma_{if}$, précédemment données, on obtient, pour la production de H, à 15 keV d'énergie, le nombre par cm d'atomes d'une cible gazeuse de H^2.

$$\pi_m = \frac{1}{2.3,8.10^{-17}} \; \text{Log}_e \frac{-0,076.49,2.10^{-17}}{-0,055.41,6.10^{-17}} = 6,53.10^{15} \text{ atomes/cm}^2.$$

Ce nombre correspond à une pression de 5 μH/g dans la chambre d'échange de charges.

CHAPITRE III

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

III. 1 - ACCELERATEUR REALISE (Photographie n° 1) -

En collaboration avec le personnel du Groupe Accélérateurs nous avons réalisé un accélérateur de particules dont les caractéristiques correspondent à celles imposées par les expériences relatives aux échanges de charges.

Cet appareil comporte :

1/ Un générateur fournissant la haute tension accélératrice.

2/ Une électrode de haute tension.

2/ Une source d'ions à HF et une source d'ions Li^+.

4/ Un tube accélérateur.

5/ Un électro-aimant d'analyse.

6/ Un ensemble de groupes de pompage.

III. 1. A - Le générateur de haute tension.

La tension d'accélération est fournie par un générateur électrostatique(*) dont la stabilité est assurée à :

$$\frac{dV}{V} \leq 10^{-4}.$$

Ce générateur est du type à "transporteur isolant".

Le potentiel s'élève par accumulation de charges déposées par un excitateur.

III. 1. B - Electrode de haute tension (Photographie n° 2).

L'électrode a une forme parallélépipédique arrondie aux arêtes. Elle est fabriquée en aluminium.

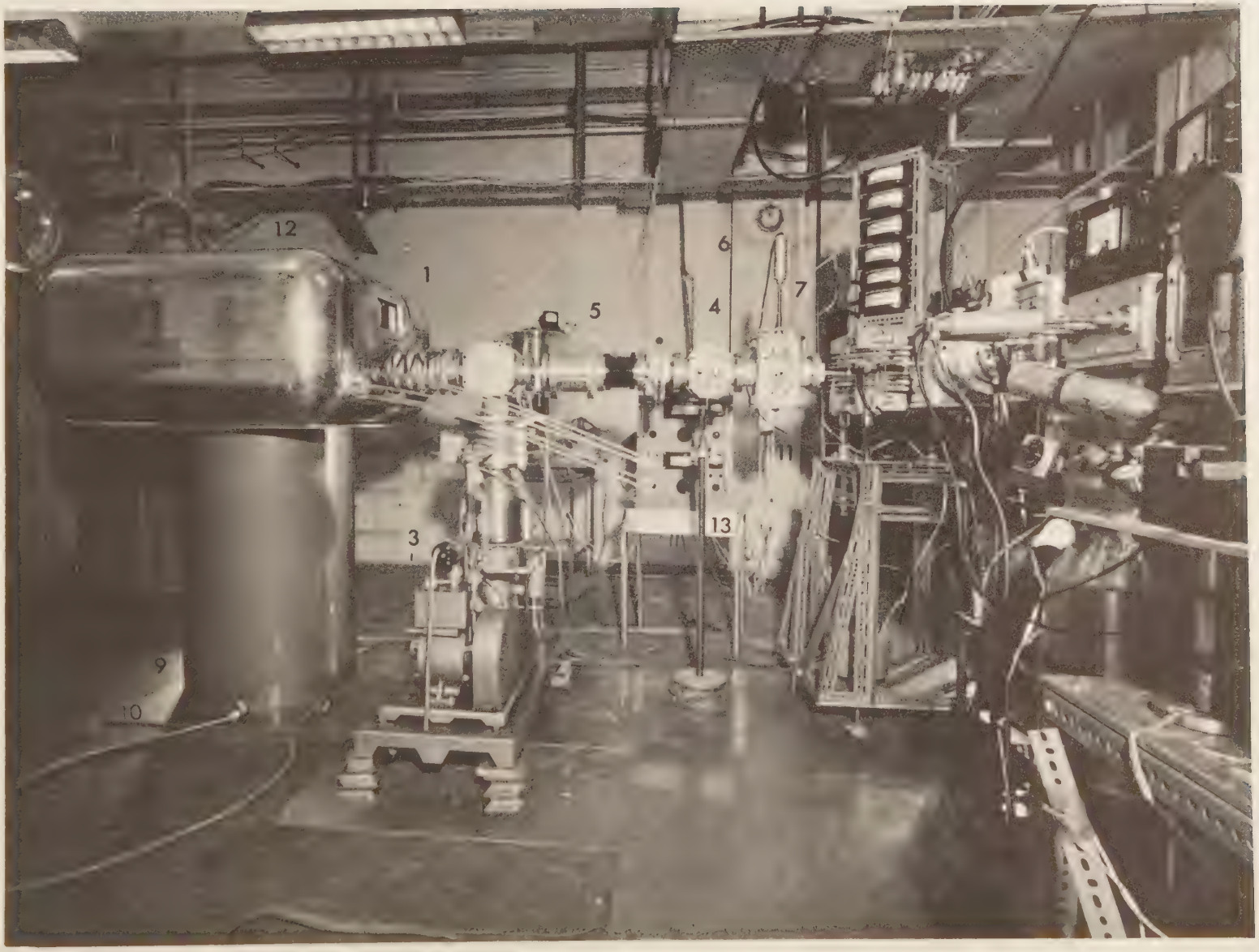
A l'intérieur se trouve un dispositif destiné à produire des ions positifs. Cette électrode est isolée du sol par un cylindre creux en carton bakélisé.

Les appareils, placés à l'intérieur de l'électrode, sont alimentés par l'intermédiaire d'un transformateur d'isolement, par un générateur de 800 Hz et 110 volts.

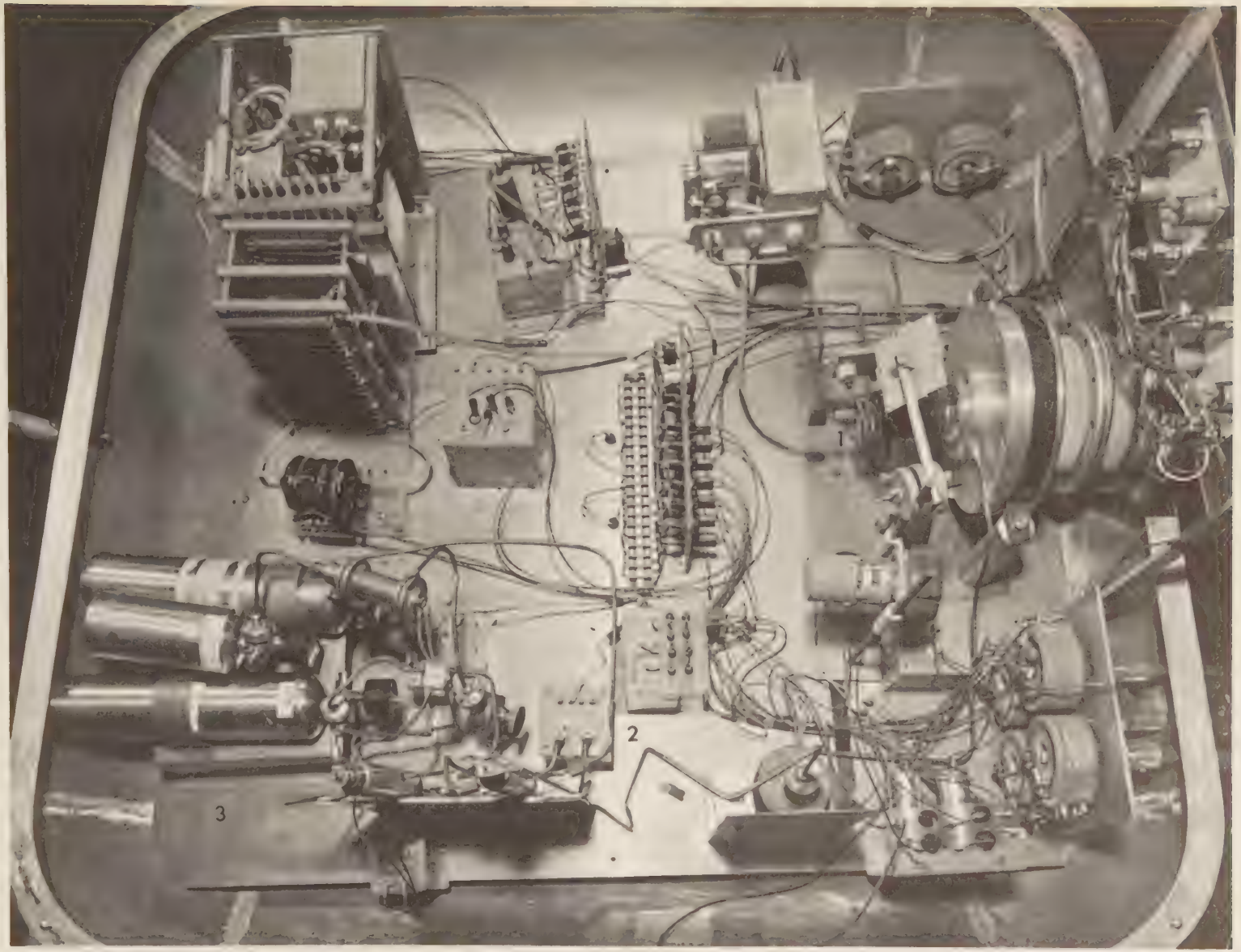
III. 1. C - La source d'ions à H. F.

Pour la production des faisceaux H^+ et D^+, nous avons utilisé une source d'ions à haute fréquence. Cette fréquence est de l'ordre de q MHz, elle est fournie par un oscillateur du type Hartley. Ce dernier comporte deux lampes oscillatrices avec couplage inductif [DE 63]. Le pourcentage d'ions monoatomiques délivrés par cette source est de l'ordre de 70 à 90 %. L'amorçage de la source est presque immédiat et la consommation du gaz est faible. La dispersion en énergie des ions extraits de cette source est linéaire en fonction de la tension d'extraction appliquée. Par exemple, pour une tension d'extraction de 4,5 kV, on a mesuré une dispersion d'énergie de 3,3 keV [PR 65].

(*) Société S. A. M. E. S.



Photographie n° 1 - VUE D'ENSEMBLE DE L'ACCELERATEUR ET DU MONTAGE EXPERIMENTAL REALISE - 1/ Appareil de contrôle des circuits électriques de la source. 2/ Tube accélérateur. 3/ Ensemble de pompage (pompe à diffusion). 4/ Mesure de la pression résiduelle. 5/ Lentille électrostatique. 6/ Mesure de la pression. 7/ Analyseur. 8/ Alimentation haute tension. 9/ Support d'électrode. 10/ Pompe primaire. 11/ Ensemble de définition objet. 12/ Electrode haute tension. 13/ Commande des circuits de la source.



Photographie n° 2 - VUE INTERIEURE DE L'ELECTRODE HAUTE TENSION - 1/ Source haute fréquence. 2/ Fuites réglables des gaz. 3/ Réservoirs des gaz. 4/ Alimentation de focalisation. 5/ Alimentation d'extraction. 6/ Alimentation d'oscillateur. 7/ Oscillateur. 8/ Autotransformateurs de réglage d'alimentation d'oscillateur.

III. 1. D - La source d'ions Li^+ [DE et al 63].

Les ions Li^+ sont produits par chauffage d'un aluminosilicate de lithium. Ce corps est préparé à partir de Li_2O, Al_2O_3, SiO_2. Le rapport des constituants qui correspond à l'émission maximale d'ions Li est le suivant :

$$1\ Al_2O_3,\ 1\ Li_2O,\ 2\ SiO_2$$

Ces substances, prises dans le rapport indiqué, sont placées, après broyage soigné au mortier, sur un filament en forme de spirale conique en platine. Chauffées progressivement sous vide jusqu'à 1200°C, elles forment l'aluminosilicate de lithium qui se présente, après refroidissement, sous la forme d'une masse vitreuse.

Avec cet aluminosilicate, réduit en poudre fine, on prépare une suspension dans l'alcool. Cette suspension est déposée sur la spirale de platine à 3 ou 4 reprises. Après chaque dépôt de suspension, on chauffe celle-ci pendant 10 minutes. A la suite de ce traitement, il se forme, à la surface de la spirale de platine, une couche fine (0,2 mm d'épaisseur) d'aluminosilicate qui constitue un émetteur d'ions Li^+.

Cette source est schématisée sur la figure III-1.

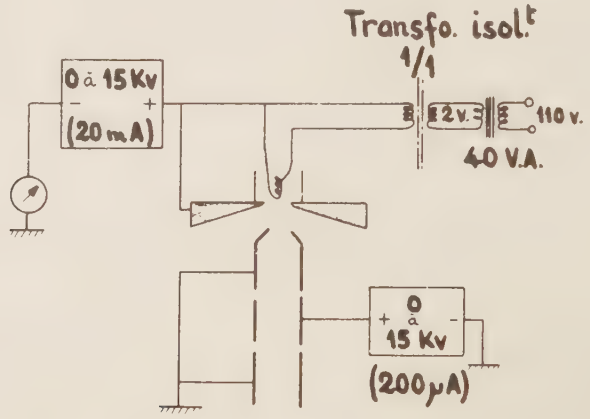


figure III. 1 - Schéma de principe de la source lithium.

III. 1. E - Le tube accélérateur.

Le tube accélérateur est horizontal. Il est composé de cinq anneaux de porcelaine dont les surfaces en contact avec les électrodes sont métallisées.

Les électrodes ont une forme étudiée à la cuve rhéographique pour que le champ électrique soit uniforme au centre du tube ; en outre, elles forment un écran afin de protéger la surface intérieure des porcelaines contre le faisceau.

Chaque porcelaine peut supporter une tension maximale, continue, de 12 500 volts.

Ainsi, pour une tension de 50 kV répartie linéairement le long du tube, il faudrait quatre porcelaines au minimum, plus une pour isoler l'électrode de focalisation de la haute tension.

Les électrodes sont reliées en série par des résistances de 100 MΩ dont chaque résistance peut supporter une tension de 10 kV.

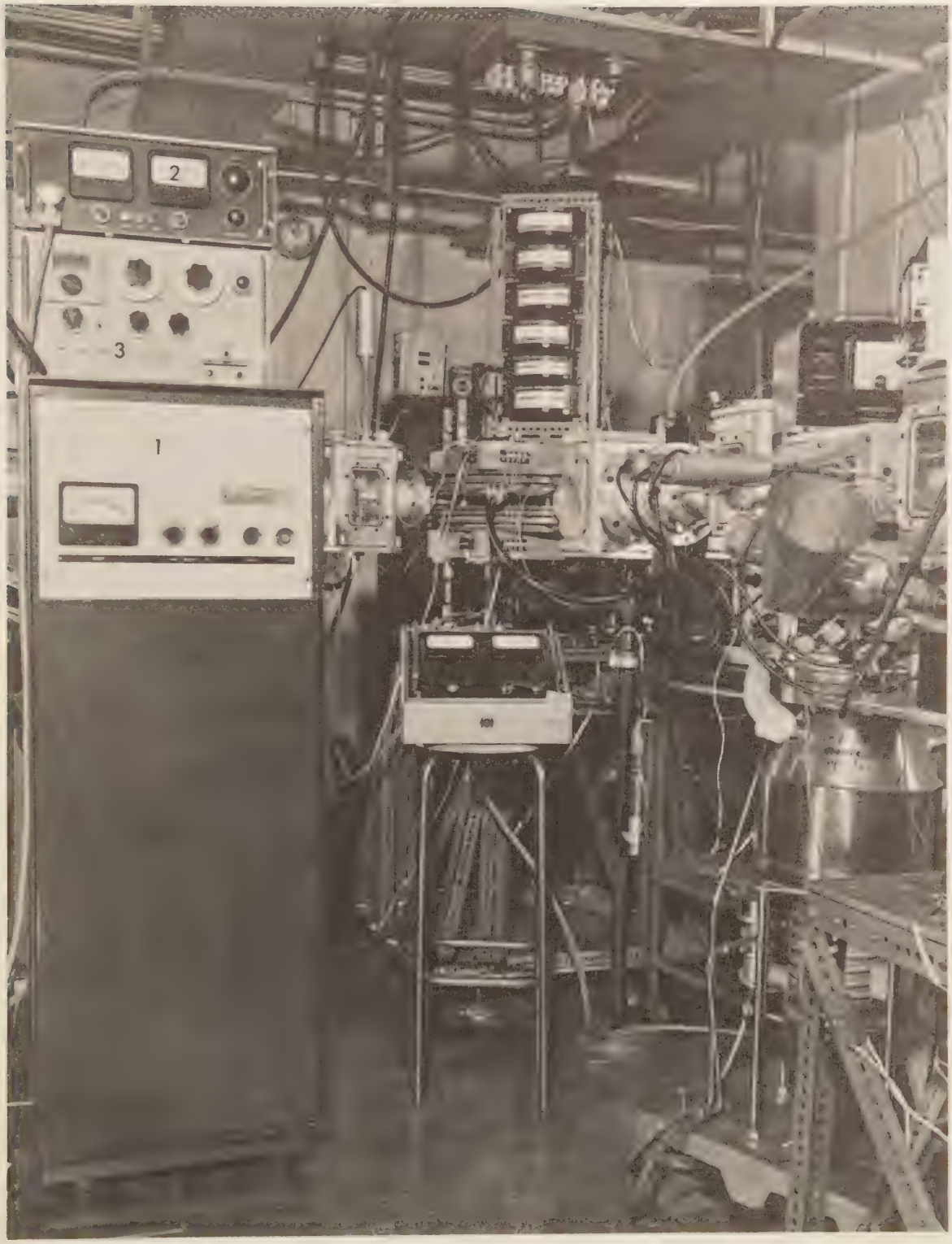
La dernière électrode est reliée à la masse par l'intermédiaire d'un appareil de mesure de courant qui indique l'intensité du courant dans la chaine de résistances.

III. 1. F - L'électro-aimant analyseur (Photographie n° 3).

L'analyse et la déflexion des particules après accélération, selon les paramètres M, Z et V qui les caractérisent, sont obtenues par un électro-aimant à 90° dont le rayon de courbure est 0,25 m.

L'alimentation de courant de l'analyseur est stabilisée à(*) :

(*) Société DRUSH.



Photographie n° 3 - VUE D'ENSEMBLE DE L'ELECTRO-AIMANT ANALYSEUR - 1/ Alimentation de l'analyseur. 2/ Commande de la haute tension d'accélération du faisceau. 3/ Mesureur de champ.

$$\frac{dI}{I} \leqslant 1.10^{-4}.$$

L'induction maximale dans l'entrefer est 0,8 T. L'électro-aimant est équipé de fentes réglables au 1/100 de millimètre permettant de définir avec précision l'objet et de limiter l'image dans le cas où la source d'ions entraine une certaine dispersion en énergie.

L'influence de la largeur de la fente, de définition image, entraîne une incertitude sur la définition en énergie. Dans le cas de faibles largeurs d'ouverture, cette incertitude est donnée par [PR 65] :

$$\frac{dW}{W} \simeq \frac{F}{R_0}$$

F étant la largeur de fente, R_0 le rayon de courbure de la trajectoire moyenne.

Nous avons calculé les valeurs d'inductions nécessaires à la déflexion des différentes particules utilisées dans notre étude, à partir de [DE] :

$$B = \frac{1,44.10^{-4}}{R}\left[\frac{M}{Z}.V\right]^{\frac{1}{2}}.$$

Le tableau 1 donne les valeurs de B = f(V) pour les différentes particules étudiées.

La mesure de l'induction dans l'entrefer a été effectuée avec un mesureur de champ utilisant l'effet Hall.

La précision obtenue par cet appareil est représentée sur la figure III-2.

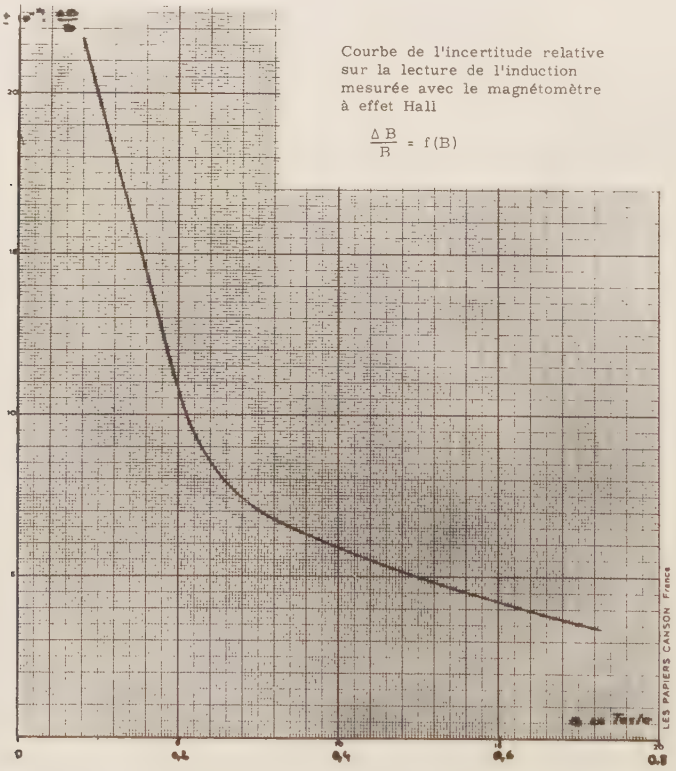


figure III-2

III.1.G - Pompage.

Il doit régner, dans les différentes enceintes où passe le faisceau, une très basse pression résiduelle, de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-5} torr. En effet, lorsque cette condition n'est pas correctement remplie, le faisceau ionique, parcourant la distance entre la sortie de l'électro-aimant analyseur

Tableau 1

Energie en keV	B (Tesla. 10^4)		
	H^+	D^+	Li^+
10	578,3	817,8	1530,8
11	606,5	857,8	1605,4
12	633,5	895,9	1676,8
13	659,4	932,5	1745,4
14	684,3	967,7	1811,3
15	708,3	1034,5	1936,3
16	731,5	1034,5	1936,3
17	754,0	1066,3	1995,8
18	775,9	1097,2	2053,8
19	797,2	1127,3	2110,2
20	817,7	1156,4	2164,4
25	914,4	1293,1	2420,4
30	1001,8	1416,7	2651,7
35	1082,0	1530,2	2864
40	1156,6	1635,7	3061,5
45	1226,9	1735,1	3247,6
50	1293,3	1828,9	3423,3

et le canal d'échange de charges, entrera en collision avec les molécules du gaz résiduel. Cet évènement complique considérablement l'étude du phénomène d'échange de charges qui se produit dans la cible gazeuse.

Pour établir cette pression résiduelle nécessaire, nous avons utilisé trois groupes de pompage répartie sur l'ensemble de l'accélérateur et du montage expérimental. Chaque groupe de pompage comporte :

1/ Une pompe à palette type 1. S. C 450 (Speedivac) dont la vitesse de pompage est de 45 l/mm à 10^{-2} torr.

2/ Une pompe à diffusion de mercure type 6M 3A (Speedivac) dont la vitesse de pompage est de 260 l/s à 10^{-4} torr, après le piège à l'azote liquide.

III. 2 - MONTAGE EXPERIMENTAL DE L'ECHANGE DE CHARGES (Photographie n° 4).

Le dispositif expérimental qui permet d'étudier le processus d'échange de charges est représenté d'une façon schématique par la figure III. -3. Les différents organes sont :

1/ La cible gazeuse,

2/ L'électro-aimant séparateur,

3/ La chambre de mesures,

4/ La boîte calorimétrique.

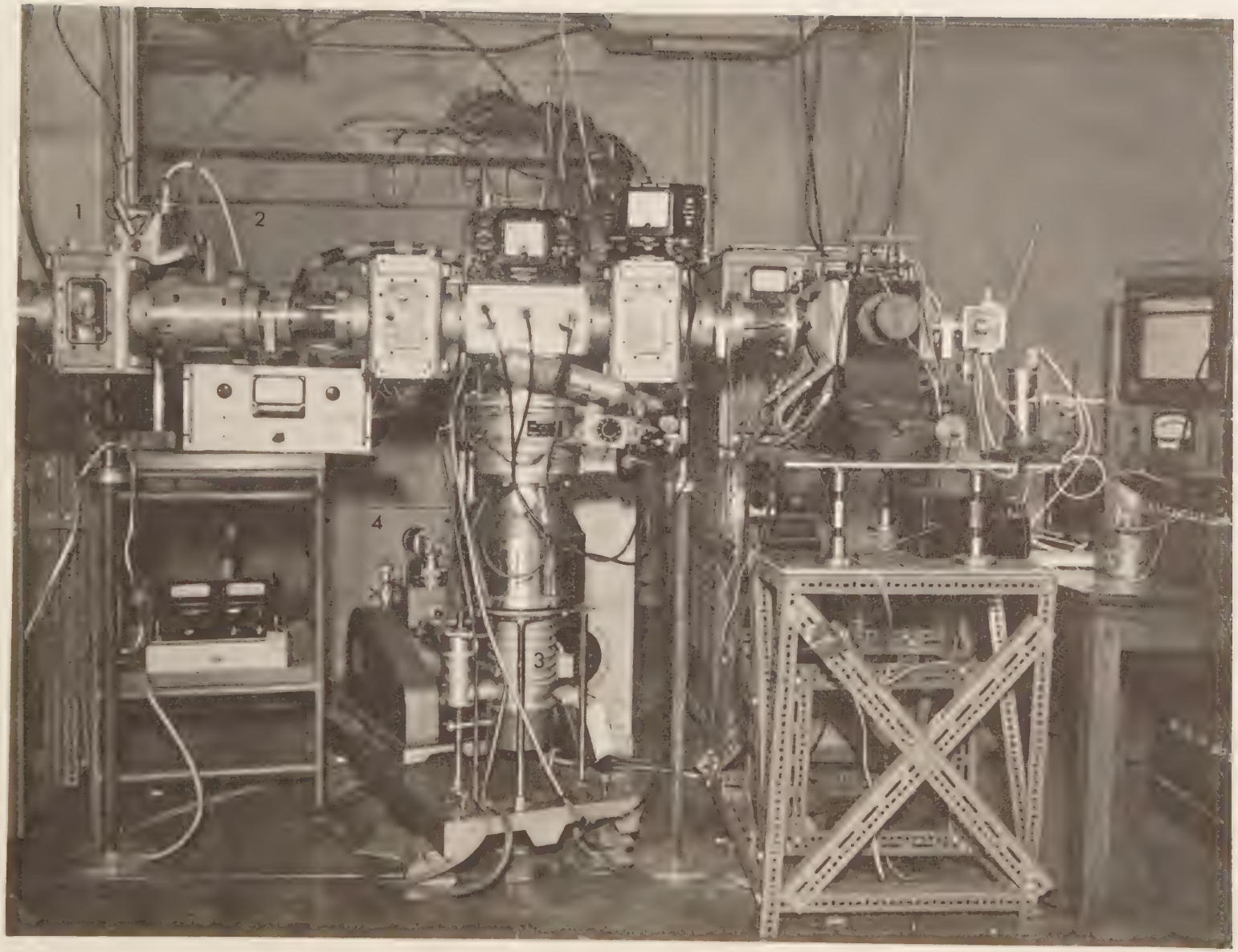
III. 2. A - Cible gazeuse (Figure III-4).

Nous appelons cible gazeuse le nombre, par centimètre carré, de molécules neutres interposées sur la trajectoire du faisceau.

La pression de cette cible est de l'ordre de 10^{-3} torr, alors que celle régnant en dehors de la cible doit être de l'ordre de 10^{-5} torr.

Afin de réaliser ces deux pressions différentes, nous avons utilisé un cylindre métallique, diaphragmé aux deux extrémités. Le diamètre du diaphragme d'entrée est de 0,1 cm et celui de sortie 0,2 cm. Ces deux faibles ouvertures rendent très difficile l'alignement mécanique du dispositif expérimental. Pour éviter cet inconvénient, nous avons remplacé ces diaphragmes par deux canaux cylindriques en donnant à chaque canal une longueur effective telle que le débit du gaz cible soit identique dans les deux cas.

Le débit en masse d'un gaz à travers un orifice ouvert dans une paroi mince est donné par [BO] :



Photographie n° 4 - ENSEMBLE EXPERIMENTAL DE L'ECHANGE DE CHARGE - 1/ Fente de définition image. 2/ Mesure de l'intensité des faisceaux analysés. 3/ Pompe à diffusion. 4/ Pompe à palette. 5/ Jauges Pirani mesurant les pressions dans le canal d'échange de charges. 6/ Lentille électrostatique. 7/ Alimentations des jauges Pirani. 8/ Electro-aimant séparateur. 9/ Boite calorimétrique. 10/ Bouteille de gaz cible.

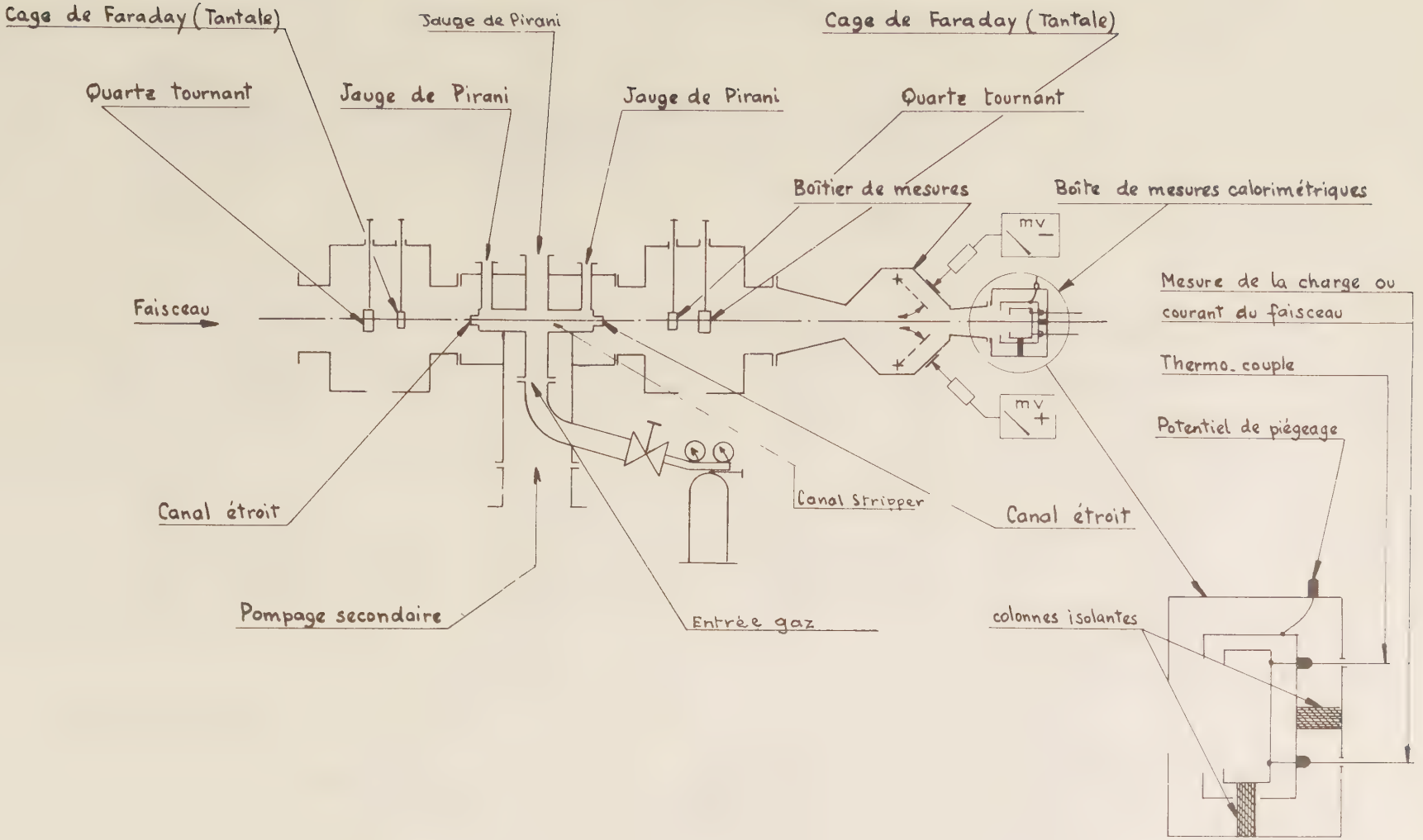


Figure III. 3 - Schéma de principe de l'ensemble des appareils d'échange de charges.

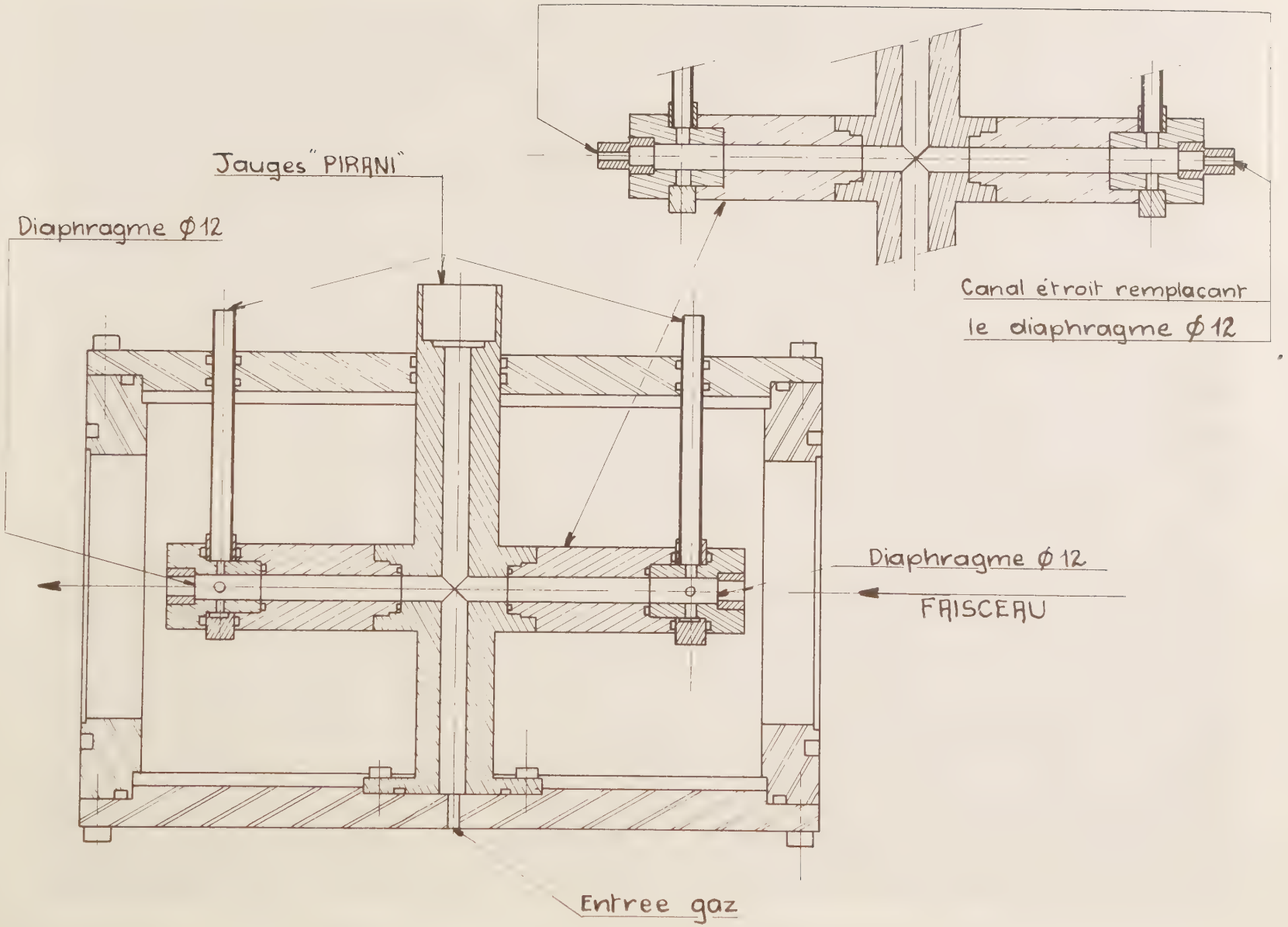


Figure III. 4 - Dispositif d'échange de charges.

$$G = \left[\frac{\rho'}{2\pi}\right]^{\frac{1}{2}} . (P - P) . \Delta S \qquad \text{(III. 1)}$$

P = pression dans le canal,

P = pression à l'extérieur du canal,

ρ' = masse spécifique unitaire du gaz,

ΔS = surface de l'orifice.

A partir de (III. 1) on déduit le débit en volume :

$$I = \frac{G}{\rho} = \frac{G}{P . \rho'} = \left[\frac{\rho'}{2\pi}\right]^{\frac{1}{2}} \frac{P - P}{P\rho'} . \Delta S. \qquad \text{(III. 2)}$$

En général, on a :

$$p \ll P$$

ce qui conduit l'expression (III. 2) à :

$$I = \left[\frac{1}{2\pi\rho'}\right]^{\frac{1}{2}} . \Delta S. \qquad \text{(III. 3)}$$

L'orifice étant circulaire, de diamètre d, on peut écrire :

$$I = \left[\frac{1}{2\pi\rho'}\right]^{\frac{1}{2}} . \frac{\pi d^2}{4} . \qquad \text{(III. 4)}$$

Le débit en volume dans une canalisation de longueur l et de diamètre D est donné par :

$$I = \frac{4}{3}\left[\frac{2\pi}{\rho'}\right]^{\frac{1}{2}} . \frac{D^3}{8l} \qquad \text{(III. 5)}$$

En égalisant les deux débits on trouve :

$$\frac{4}{3}\left[\frac{2\pi}{\rho}\right]^{\frac{1}{2}} . \frac{D^3}{8l} = \left[\frac{1}{2\pi\rho'}\right]^{\frac{1}{2}} \pi \frac{d^2}{4} . \qquad \text{(III. 6)}$$

On déduit de cette égalité la longueur effective de chaque canal :

$$l = \frac{4}{3} . \frac{D^3}{d^2} . \qquad \text{(III. 7)}$$

Dans notre cas :

$$D = 0,3 \text{ cm}$$
$$d = 0,1 \text{ cm} \qquad \text{(III. 8)}$$

$$l = 3,6 \text{ cm} \qquad \text{(III. 9)}$$

III. 2. B - Calcul de π (nombre d'atomes par cm^2), à une pression donnée d'un gaz, dans la chambre d'échange de charges.

Le nombre d'atomes ou de molécules d'un gaz dans un volume à la pression P et à la température T est donné par :

$$n = \frac{PV}{RT} . \qquad \text{(III. 10)}$$

Pour un volume cylindrique de base S et de longueur l, on a :

$$n = \frac{P.S.l}{RT} . \qquad \text{(III. 11)}$$

Quand il s'agit d'un gaz moléculaire, polyatomique, le nombre d'atomes par cm est donné par :

$$\pi = \frac{P.l.\xi}{KT} \qquad \text{(III. 12)}$$

P = pression du gaz en baryes,

l = longueur du canal (cylindre) en centimètres,

ξ = nombre d'atomes dans une molécule,

K = constante de Boltzmann = $1,38 \times 10^{-16}$ erg/degré.

Bien souvent il est commode d'utiliser l'expression (III. 12) sous la forme suivante :

$$\pi = 3,3 \times 10^{13}\ \xi\,(P.l). \qquad \text{(III. 13)}$$

avec P en μHg et l en cm.

Les extrémités du canal d'échange de charges apportent un effet qui nécessite une correction de la longueur du canal.

Compte tenu de la nouvelle géométrie du canal, l'expression (III. 13) doit s'écrire :

$$\pi = 3,30.10^{13}\ \xi\, P\left(l + 2\frac{S'}{S}.l'\right) \qquad \text{(III. 14)}$$

S' et l' sont la surface et la longueur de chaque canal étroit.

III. 2. C - Electro-aimant séparateur.

Afin de mettre en évidence les différents composants du faisceau produits par l'échange de charges, nous les séparons par un électro-aimant Beaudoin type 107.

Les deux pièces polaires de forme circulaire ont un diamètre de 10 cm.

La variation du champ en fonction de l'entrefer pour un courant d'alimentation donné est représentée par la figure III-5 et la variation du champ en fonction du courant pour une valeur fixe de l'entrefer est indiquée par la figure III-6.

La mesure du champ est effectuée par une sonde à effet Hall avec une erreur absolue de 5×10^{-4} tesla, soit 5 gauss.

III. 2. D - La chambre de mesures.

C'est une boîte hexagonale, fabriquée en acier inoxydable, placée dans l'entrefer de l'électro-aimant séparateur (figure III-7).

Cette boite comporte deux fenêtres, situées à 90° l'une par rapport à l'autre. Ces deux ouvertures nous permettent d'observer, au cours de réglage, par luminescence, les composants chargés du faisceau sur un disque de quartz que l'on peut faire tourner.

Après la visualisation du faisceau, nous remplaçons ce disque par une plaque en tantale comportant une fente de 5 mm et nous obturons la fenêtre à l'aide d'une plaque de cuivre isolée électriquement de la chambre.

Nous polarisons les plaques de tantale à – 90 V afin de former une cage de Faraday pour empêcher l'émission des électrons secondaires par les plaques de cuivre lorsque le faisceau tombe sur celles-ci.

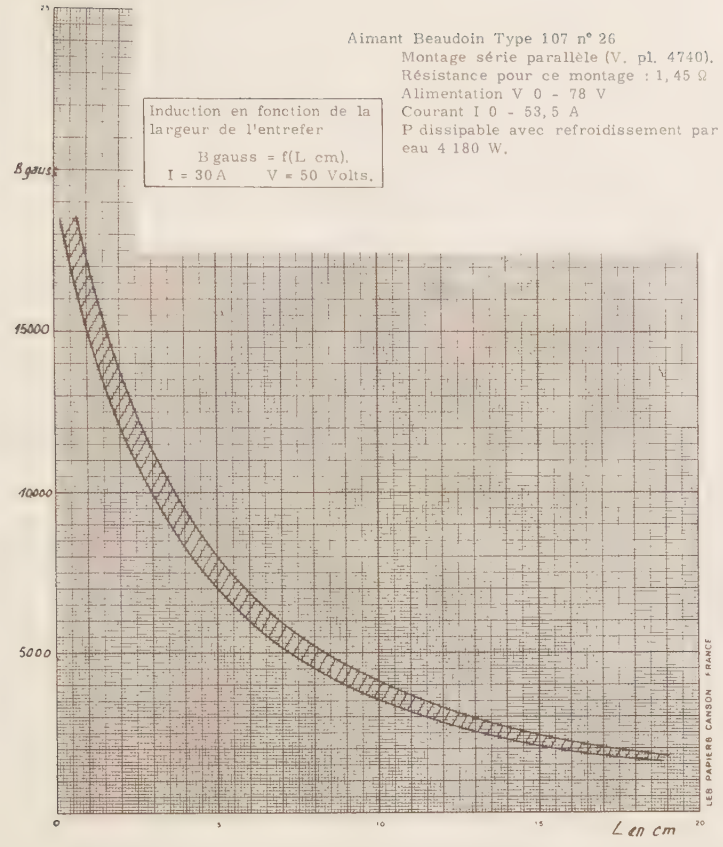


Figure III. 5

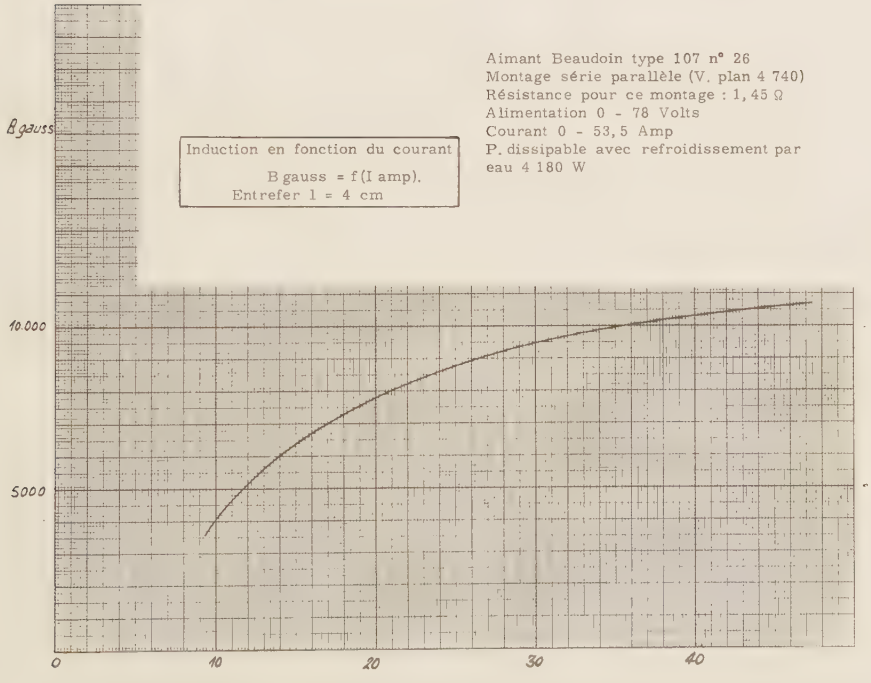


Figure III. 6

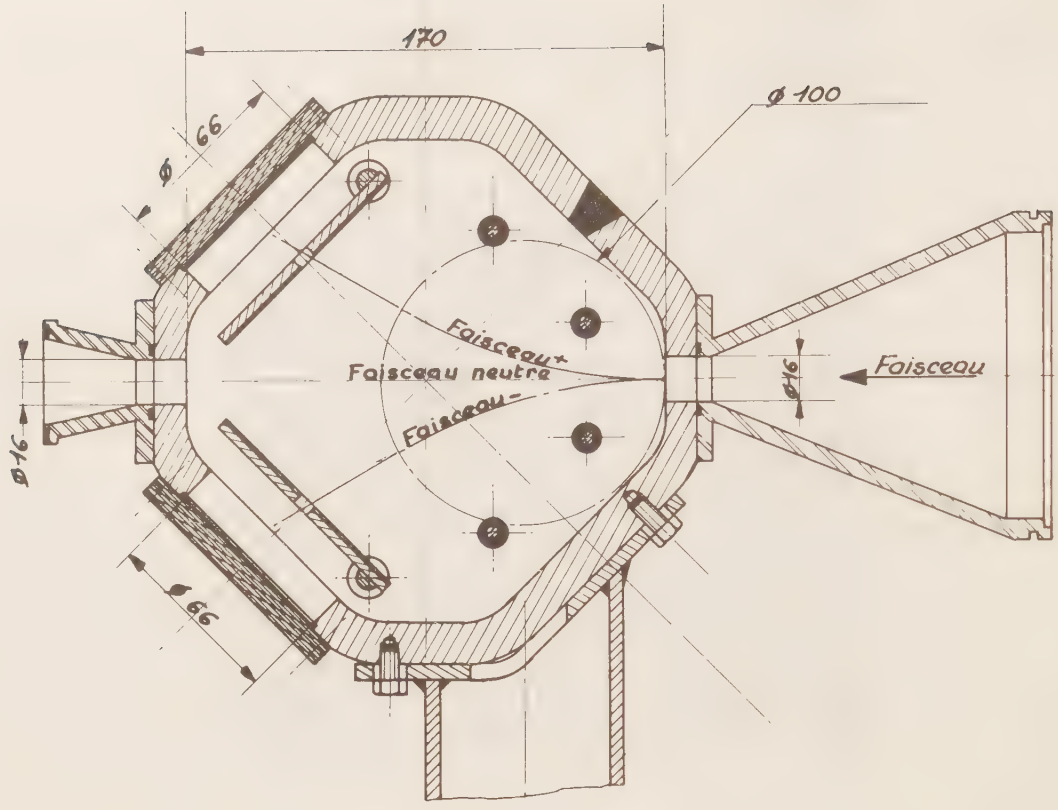


Figure III. 7 - Chambre de Mesures.

CHAPITRE IV

EXPÉRIMENTATION

IV.1 - MESURE DE LA PRESSION -

La mesure de la pression est effectuée en trois endroits de l'enceinte :

1/ à la sortie du tube accélérateur,

2/ à l'entrée de l'électron-aimant analyseur,

3/ dans le dispositif expérimental.

Chaque ensemble de mesure comprend :

a) Un voyant à décharge, dont la forme et la couleur de cette dernière permettent d'évaluer la pression et la nature du gaz dans l'enceinte à pompage.

b) Une jauge Pirani pour mesurer la pression de 1 à 10^{-4} torr.

c) Une jauge à ionisation pour les pressions de 10^{-4} à 10^{-6} torr.

La pression résiduelle minimale que nous obtenons dans les différents endroits de l'enceinte, sauf dans le canal d'échange de charges, est de l'ordre de 5×10^{-6} torr.

Nous avons mesuré également la pression du gaz cible par la jauge Pirani.

Pour cela, nous avons installé trois jauges le long du canal. Une première jauge nous indique la pression en un endroit situé à l'entrée du gaz et les deux autres indiquent la pression aux deux extrémités du canal.

Ainsi, en admettant que le gradient de la pression le long du canal soit constant, nous obtenons une valeur moyenne de la pression du gaz cible dans le canal d'échange de charges.

IV.2 - ETALONNAGE DE LA JAUGE PIRANI PAR LA JAUGE MAC LEOD -

La jauge Pirani n'est pas un appareil de précision.

Par ailleurs, le fonctionnement de cette jauge étant basé sur la conductibilité des gaz, son indication sera évidemment différente d'un gaz à l'autre.

Nous avons étalonné les jauges Pirani à l'aide de jauge Mac Leod pour chaque gaz utilisé.

La figure IV.1 représente les courbes d'étalonnage.

IV.3 - METHODE DE MESURE DES COMPOSANTS CHARGES DU FAISCEAU -

Nous établissons d'abord la valeur précise du champ déflecteur dans l'entrefer de l'électro-aimant analyseur, pour une valeur donnée de l'énergie d'accélération. Puis nous ajustons la haute tension aux environs de sa valeur et nous cherchons le maximum du faisceau défléchi après la fente de définition en énergie, sur une cible située dans une cage de Faraday. Cette dernière opération est effectuée à l'aide d'un réglage fin de la haute tension.

La focalisation du faisceau émergeant de l'analyseur doit être modifiée car l'entrée dans le canal d'échange de charges exige une nouvelle focalisation ; celle-ci est assurée par une lentille électrostatique à trois électrodes. Ainsi il a été possible de faire traverser le canal d'échange de charges par une fraction importante du faisceau.

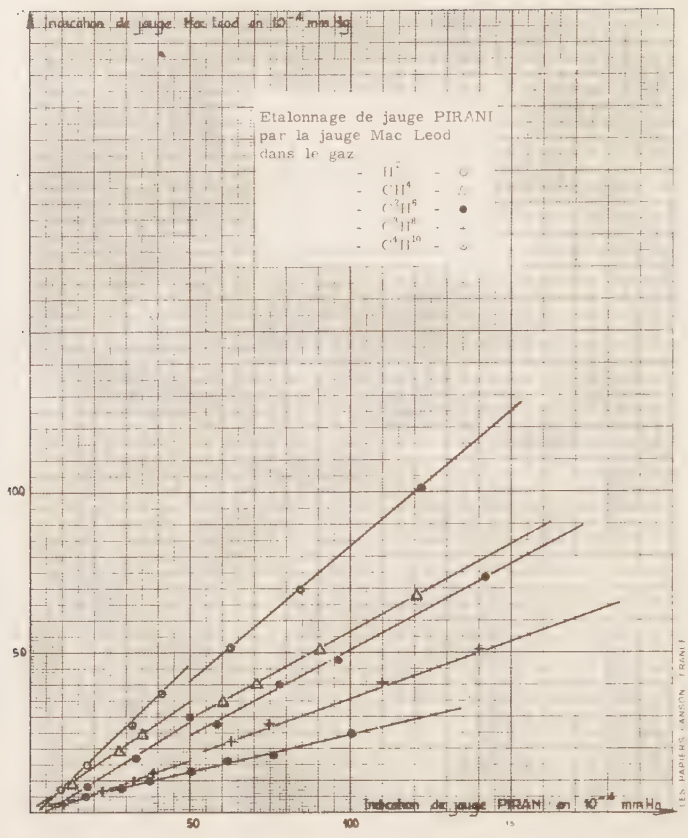


figure IV-1

En outre, pour mettre en évidence l'influence de la géométrie du canal et la qualité de l'alignement de l'ensemble, nous effectuons deux mesures de l'intensité du faisceau, avant et après le canal, en l'absence du gaz cible.

Le faisceau sortant du canal entre dans la boîte de mesure, qui est située dans l'entrefer de l'électro-aimant séparateur. En faisant varier le champ séparateur, nous cherchons le maximum de l'intensité du faisceau sur la plaque de mesure. Nous considérons que c'est cette fraction du faisceau qui subira effectivement l'échange de charges.

Nous établissons ensuite une faible pression de "gaz cible" dans le canal, à l'aide d'un détendeur à trois étages (figure IV.2). L'obtention d'une pression stable demande une attente d'environ 10 minutes. Quand la pression est stabilisée, nous notons les valeurs de deux composants chargés du faisceau.

Nous répétons cette opération jusqu'au moment où une faible augmentation du gaz cible dans le canal ne provoque plus de variation sur les composants du faisceau. Cette valeur de la pression correspond au maximum de conversion des particules positives en particules négatives pour une tension d'accélération donnée et fixe.

Mais l'un des buts essentiels de notre recherche consiste à déterminer la conversion maximale en fonction de l'énergie des particules.

Pour ce faire, nous effectuons l'expérience précitée, sans changer la nature du "gaz cible", pour les valeurs d'énergie d'accélération de 10 keV à 50 keV. L'ensemble des résultats obtenus nous permet alors de déduire la valeur ou bien les valeurs d'énergie pour lesquelles la fonction de $F_i = f(E)$ représente un maximum.

Ainsi nous avons déterminé les points maximaux de conversion concernant les réactions :

$$H^+ \longrightarrow H^-$$

$$D^+ \longrightarrow D^-$$

$$Li^+ \longrightarrow Li^-$$

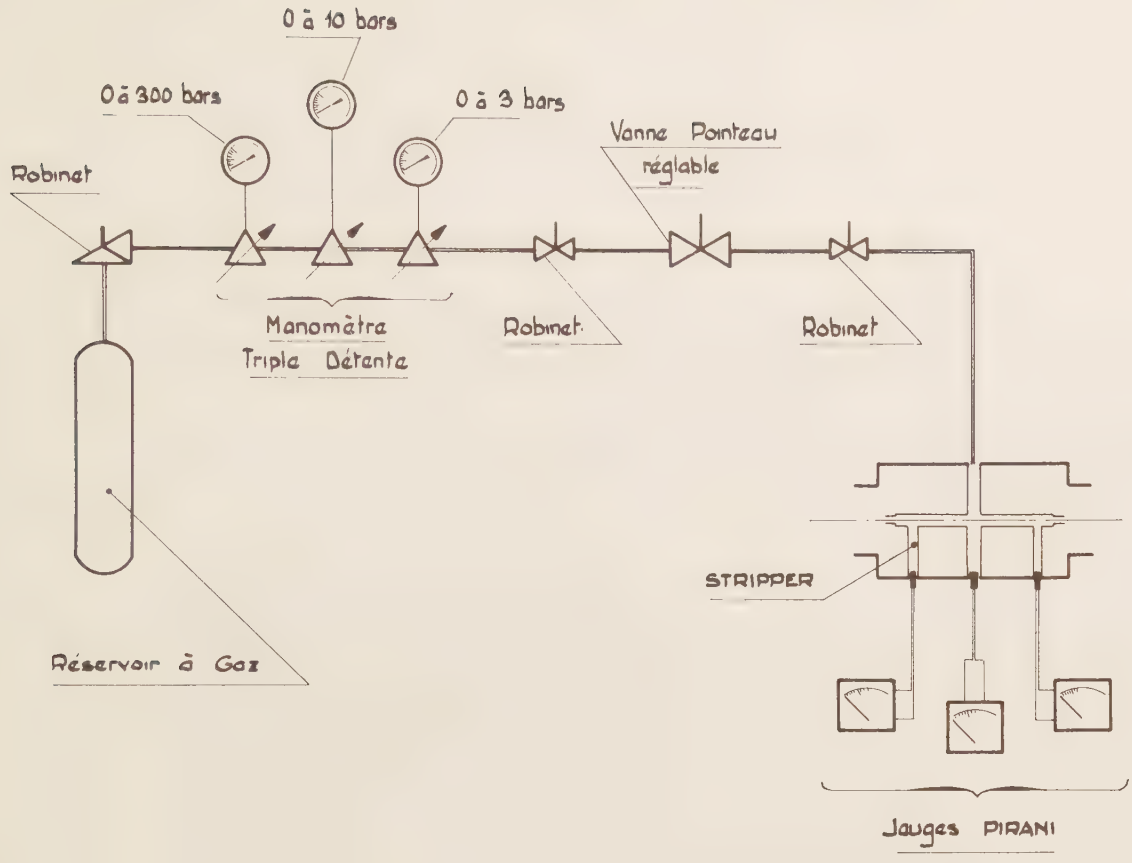


Figure IV. 2 - Circuit du gaz cible.

La cible utilisée pour ces réactions est constituée par les gaz organiques de la série méthane, soit [CH_4, C_2H_6, C_3H_8, C_4H_{10}].

IV.4 - APPAREIL DE MESURE DE FAIBLE COURANT -

L'appareil de mesure des composants du faisceau est un amplificateur à condensateur vibrant AP10(*).

C'est un millivoltmètre dont la sensibilité maximale est d'un millivolt à pleine échelle. On mesure la tension aux bornes d'une résistance de très haute valeur, connectée entre cible (la plaque de mesure) et masse.

La résistance utilisée est placée sous verre. La gamme des valeurs utilisables avec cet appareil s'étend de 1.10^7 à 1.10^{12} ohms avec une précision de 1 %.

L'interchangeabilité de ces résistances permet la mesure des courants de 10^{-15} ampère à 3.10^{-16} ampère.

Toutefois il est nécessaire de prendre de grandes précautions en particulier de soigner les connexions de masse pour l'ensemble de l'appareillage.

Un blindage efficace protégeant des champs électriques parasites doit être disposé autour des contacts de mesure.

(*) Etablissement Intertechnique.

CHAPITRE V

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

On a mesuré la section efficace du double échange de charges des ions H^+, D^+, Li_6^+, d'énergie comprise entre 10 et 50 keV lors de collisions avec les molécules de gaz organique de CH_4, C_2H_6, C_3H_8, C_4H_{10}.

Pour étalonner l'ensemble expérimental, on a effectué au préalable la mesure de la section efficace du double échange de charges de H^+ dans H_2 ; les résultats de cette mesure sont en bon accord avec ceux de Fogel et al [FO et al] (figure V. 1).

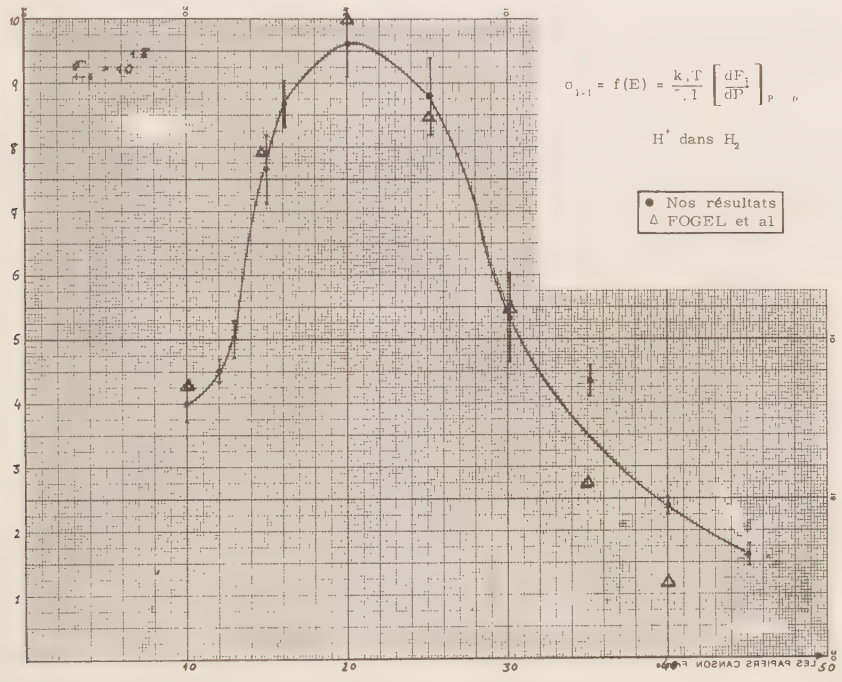


figure V. 1

On a réalisé au moins 16 expériences pour chaque faisceau ionique traversant chaque gaz cible dans la gamme d'énergie étudiée. Avec les données expérimentales concernant chaque expérience, on a construit les courbes :

$$F_{\bar{1}} = f(P)$$

$$F_1 = g(P)$$

$$F_0 = h(P)^{(*)}$$

(*) La courbe $F_0 = h(P)$ est construite à l'aide de la relation $F_0 = 1 - (F_1 + F_{\bar{1}})$.

F_0 et $F\bar{1}$ croissent avec la pression et puis deviennent constants à partir d'une certaine valeur de la pression (pression d'équilibre) [10^{-3} mm Hg]. On a constaté que la pression d'équilibre croît avec l'énergie du faisceau incident. C'est à l'aide des courbes $F\bar{1} = f(P)$ qu'on a obtenu les courbes de $\sigma_{1-1} = f(E)$.

L'erreur accidentelle dans ces mesures varie dans les limites de 5 à 15 %. Cette erreur provient, d'une part, de la variation de l'intensité du faisceau pendant la mesure, et d'autre part, de la relative instabilité de la pression du gaz cible dans la chambre d'échange de charges.

On a exposé les résultats expérimentaux en trois parties concernant respectivement les processus suivants :

$$H^+ \longrightarrow H^-$$

$$D^+ \longrightarrow D^-$$

$$Li^+ \longrightarrow Li^-$$

Chaque partie se compose de quatre séries de mesures qui appartiennent à quatre gaz organiques étudiés.

Avec chaque série, on a donné un tableau des réactions qui peuvent se produire lors du passage de faisceau ionique dans la cible gazeuse.

On a également calculé la variation de l'énergie interne ΔE des systèmes en collision, pour chaque réaction ; celle-ci, étant connue, pourrait permettre de vérifier, dans les cas des processus $H^+ \longrightarrow H^-$ et $D^+ \longrightarrow D^-$, la position des points maximaux obtenus expérimentalement sur les courbes de $\sigma_{1-1} = f(E)$.

Il faut noter que le calcul de ΔE des réactions précitées n'atait pas possible sans recourir aux importants travaux effectués par Field et Franklin dans le domaine de mesure des potentiels d'ionisation et d'apparition des produits organiques [FI et FR 57].

On trouve toutes les données nécessaires pour le calcul de ΔE dans les tableaux 2 et 3. Les différents termes utilisés dans les tableaux des réactions ont la signification suivante :

$E_{A(X)}$ = Affinité électronique de X (en eV)

$E_{I(X)}$ = Potentiel d'ionisation de X (en eV)

$E_{D(XR)}$ = Energie de dissociation de molécule (XR) en R et X

ΔH_f = Variation d'enthalpie ou chaleur de formation en kcal/cml.

Tableau 2

Le potentiel d'ionisation des radicaux organiques calculé à partir de leur chaleur de formation

Ion	ΔH_f	P_I	Ion	ΔH_f	P_I	Ion	ΔH_f	P_I	Ion	ΔH_f	P_I
CH_4^+	285	12,3	$C_2H_6^+$	249	10,8	$_3H_8^+$	234	10,1	n - $C_4H_{10}^+$	219	9,5
CH^3	264	11,4	$C_2H_5^+$	225	9,75	i - $C_3H_7^+$	190	8,25	t $C_4H_9^+$	165	7,15
CH_2^+	333 342	14,4 14,8	$C_2H_4^+$	257	11,1	$C_3H_6^+$	230	10	i - $C_4H_8^+$	210	9,12
CH^+	350 360	15,2 15,6	$C_2H_3^+$	282	12,2	$CH_2 = CH - CH_2^+$	218 227	9,46 9,85	$C_4H_7^+$	204	8,85
C^+	385 427	16,7 18,5	$C_2H_2^+$	317	13,7	$H_2C = C = CH_2^+$ $HC \equiv C - CH_3^+$	279 284	13,1 12,35	$C_4H_6^+$	230 240	10 10,4
			C_2H^+	414	17,9	$H_2C = C = CH^+$ $HC \equiv C - CH_2^+$	283 274	12,3 11,9	$C_4H_5^+$	285	12,3
			C_2	~ 500	21,7	$C_3H_2^+$	~ 360	15,6	$C_4H_4^+$	294	12,7
						C_3H^+	309	13,4	$C_4H_3^+$	337	14,6
						C_3	540	23,4	$C_4H_2^+$	351	15,2

Tableau 3

Vitesse correspondant à l'énergie d'accélération des particules (H^+, D^+, Li_6^+).

Energie d'accélération (en keV)	v_H^+ (en 10^8 cm/s)	v_D^+ (en 10^7 cm/s)	v_{Li}^+ (en 10^7 cm/s)
10	1,384	9,783	5,661
11	1,450	10,26	5,938
12	1,515	10,71	6,198
13	1,577	11,15	6,453
14	1,637	11,57	6,696
15	1,695	11,98	6,934
16	1,75	12,37	7,161
17	1,804	12,75	7,381
18	1,857	13,12	7,597
19	1,907	13,48	7,803
20	1,957	13,83	8,007
25	2,188	15,46	8,951
30	2,397	16,94	9,804
35	2,589	18,30	10,59
40	2,768	19,566	11,322
45	2,935	20,75	12,00
50	3,094	21,87	12,65

V.I - RESULTATS OBTENUS POUR LES REACTIONS $H^+ \longrightarrow H^-$.

La mesure de la section efficace du double échange de charges a été effectuée pour les réactions de $H_R^+ \longrightarrow H_R^-$. Les gaz utilisés comme cible sont les quatre gaz organiques suivants :

1/ Méthane [CH_4]

2/ Ethane [C_2H_6]

3/ Propane [C_3H_8]

4/ Butane [C_4H_{10}]

La pureté de ces gaz est de 99,9 %.

La figure V.2 représente la courbe de $\sigma_{1-1} = f(E)$ pour les protons dans le méthane. Sur cette courbe il y a trois points maximaux dont le maximum le plus fort est situé à 17 keV et les deux autres à 11 keV et à 35 keV.

Le tableau 4 indique les différentes réactions qui aboutissent à la production de H_R^- à partir de H_R^+. Chacune de ces réactions est caractérisée par la valeur de la variation de l'énergie interne (ΔE). Cette dernière figure également dans le tableau 4 pour chaque réaction.

Tableau 4

$$H_R^+ + CH_4 \longrightarrow H_R^- + CH_3^+ + H^+$$
$$H_R^+ + CH_4 \longrightarrow H_R^- + CH_2^+ + H^+ + H$$
$$H_R^+ + CH_4 \longrightarrow H_R^- + CH^+ + H^+ + 2H$$
$$H_R^+ + CH_4 \longrightarrow H_R^- + C^+ + H^+ + 3H$$

Calcul de la variation de l'énergie interne des systèmes en collision.

$$\Delta E_1 = -E_{A(H)} + E_{D(CH_3 - H)} + E_{I(CH_3)} = 15,08 \text{ eV}$$
$$\Delta E_2 = -E_{A(H)} + E_{D(CH_2 - H_2)} + E_{I(CH_2)} = 22,50 \text{ eV}$$
$$\Delta E_3 = -E_{A(H)} + E_{D(CH - H_3)} + E_{I(CH)} = 27,74 \text{ eV}$$
$$\Delta E_4 = -E_{A(H)} + E_{D(C - H_4)} + E_{I(C)} = 34,54 \text{ eV}$$

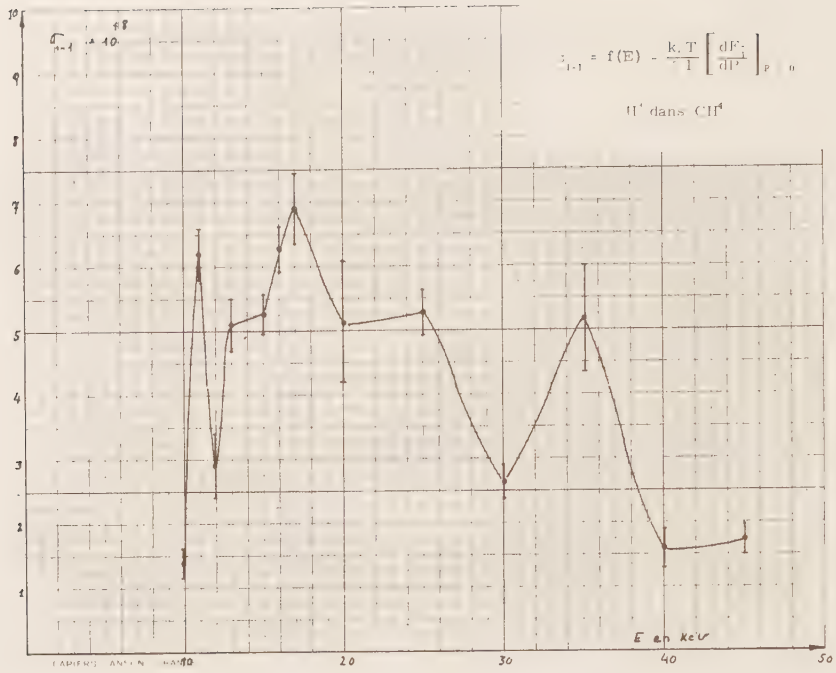


Figure V. 2

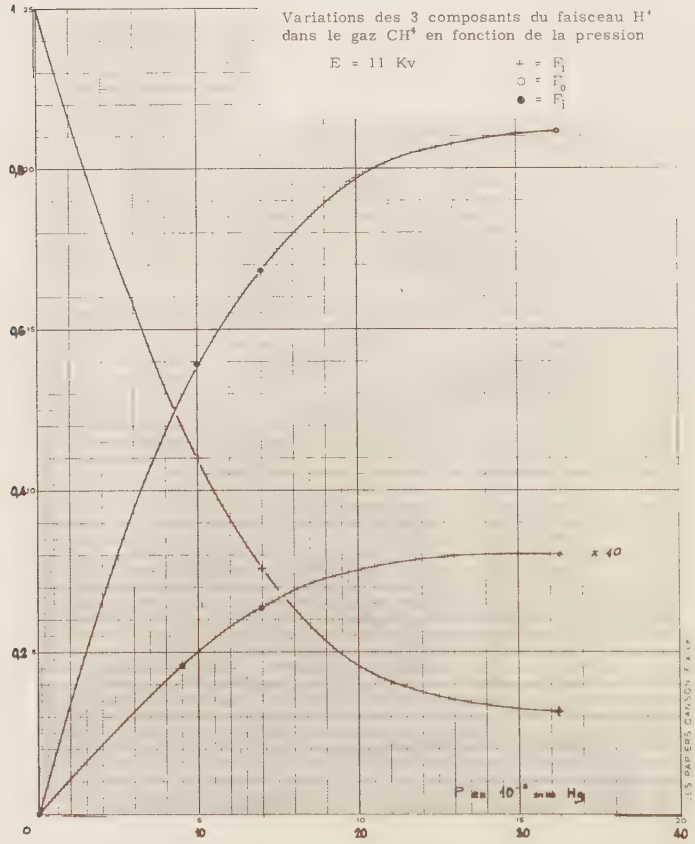


Figure V. 2a

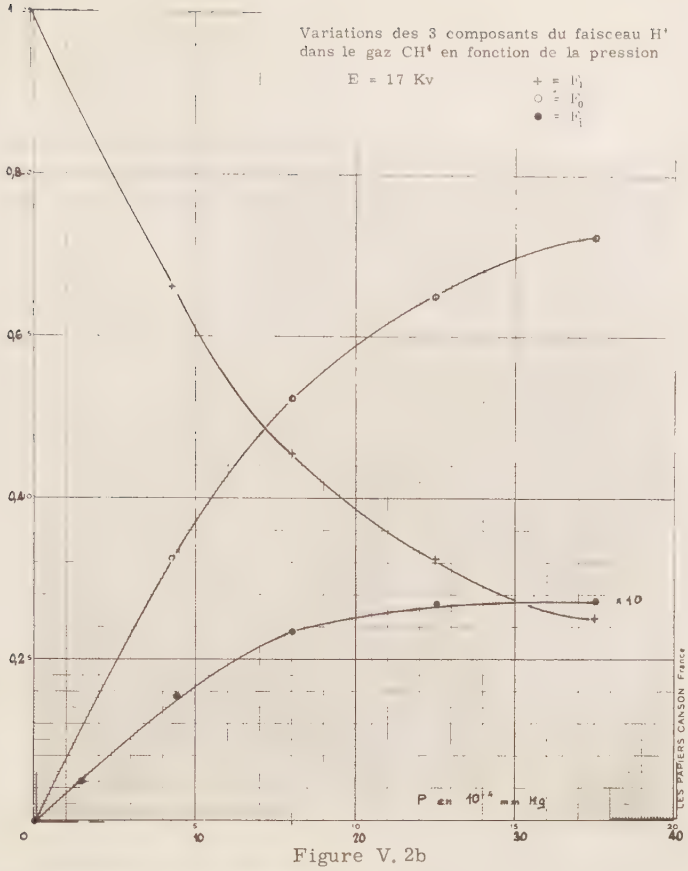


Figure V. 2b

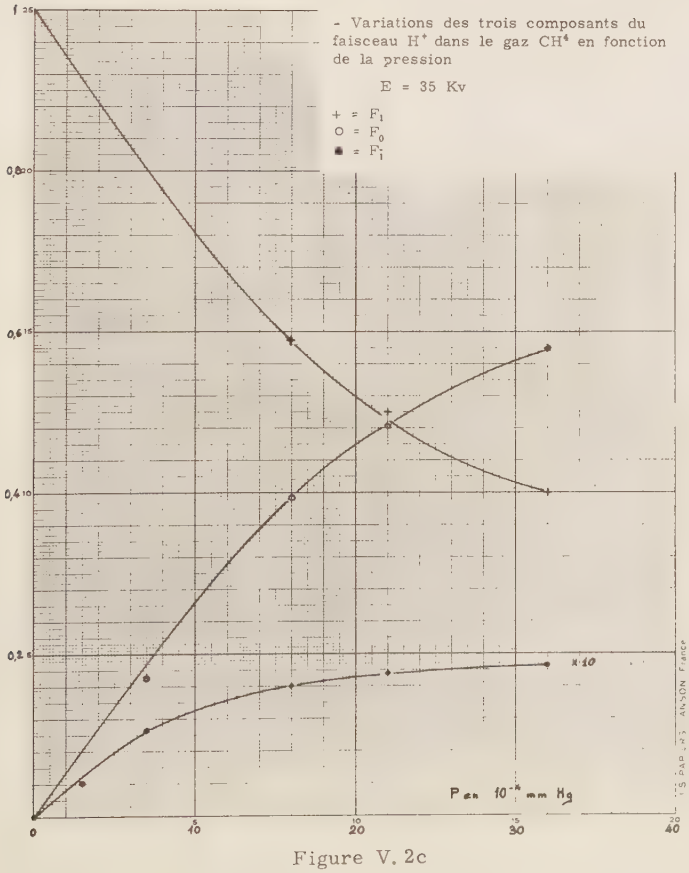


Figure V. 2c

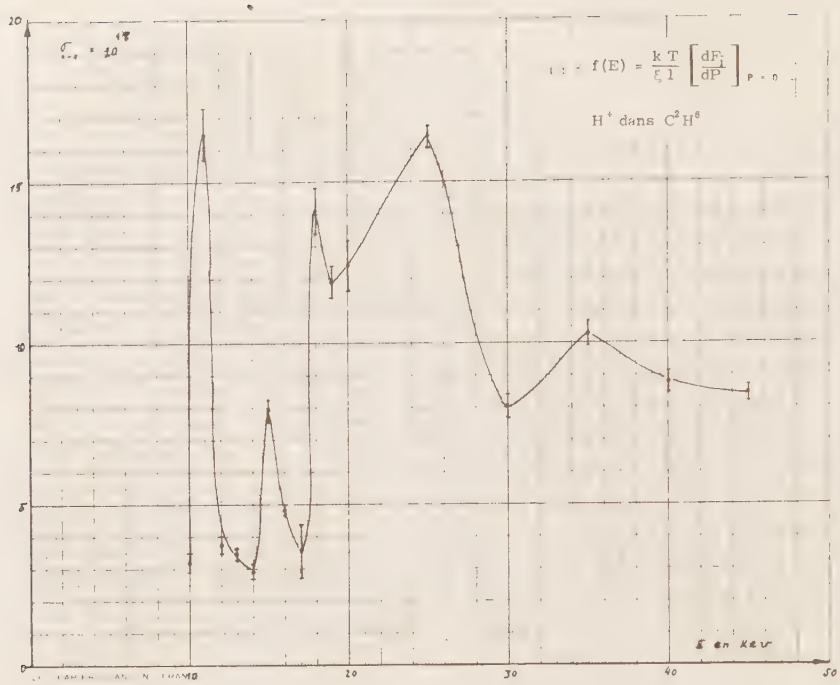


Figure V. 3

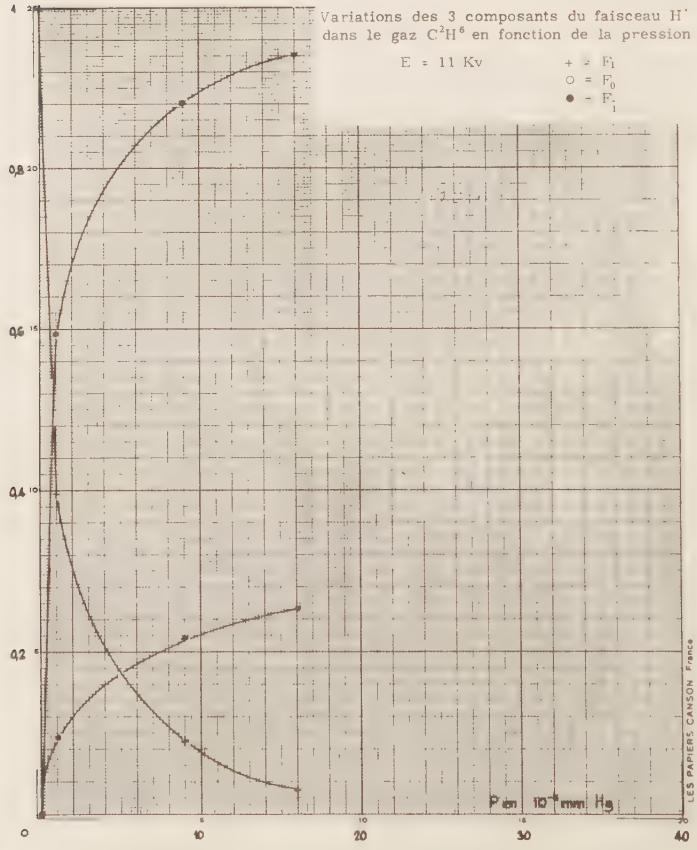
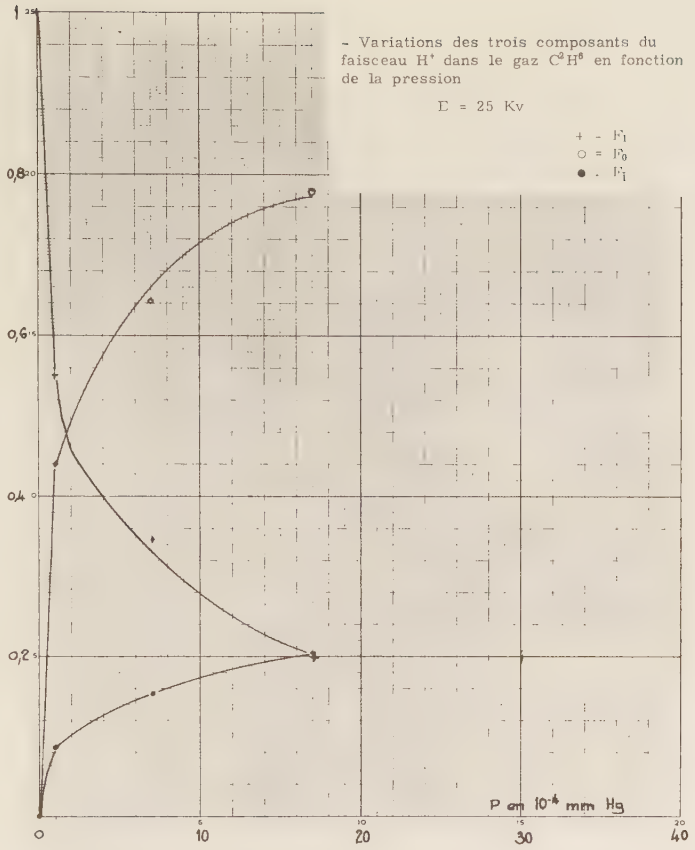


Figure V. 3a


- Variations des trois composants du faisceau H⁺ dans le gaz C^2H^6 en fonction de la pression
E = 25 Kv
+ = F_1
○ = F_0
● = F_{-1}
P en 10^{-4} mm Hg
0
10
20
30
40
0,2
0,4
0,6
0,8
1

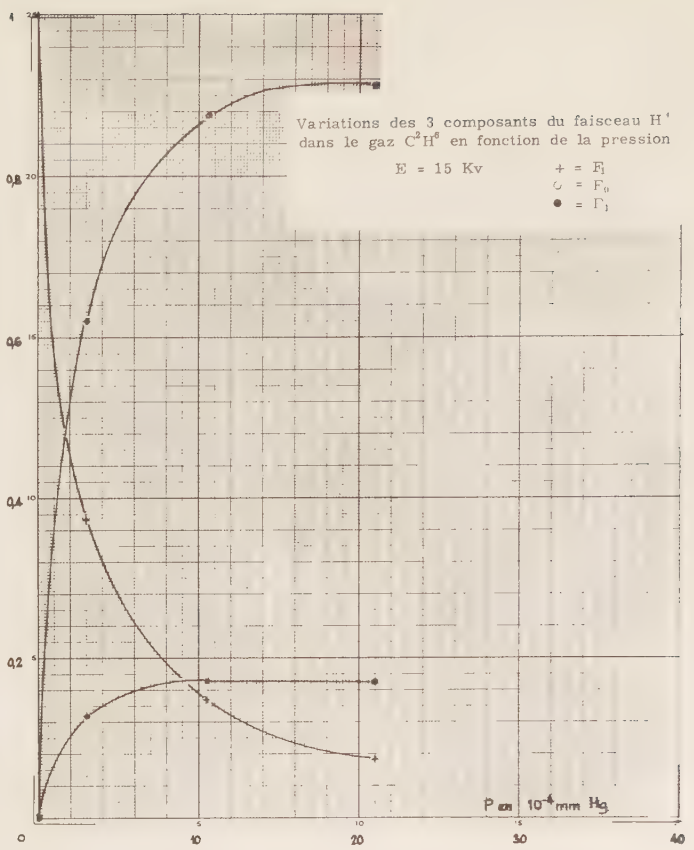
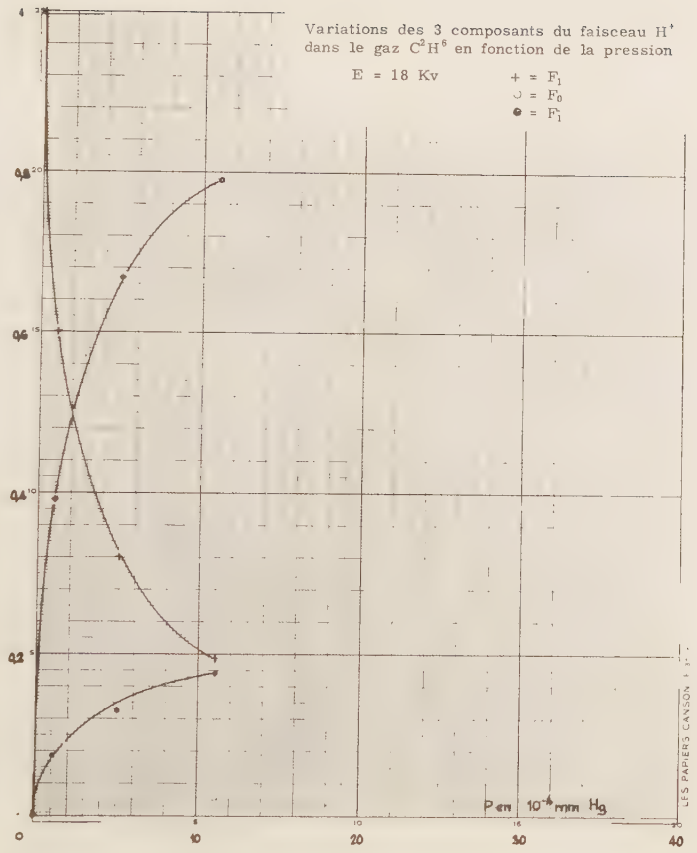

Variations des 3 composants du faisceau H⁺ dans le gaz C^2H^6 en fonction de la pression
E = 15 Kv
+ = F_1
○ = F_0
● = F_{-1}
P en 10^{-4} mm Hg
0
10
20
30
40

Figure V. 3b


Variations des 3 composants du faisceau H⁺
dans le gaz C²H⁶ en fonction de la pression
E = 18 Kv
+ = F1
○ = F0
● = F-1
P en 10⁻⁴ mm Hg
LES PAPIERS CANSON

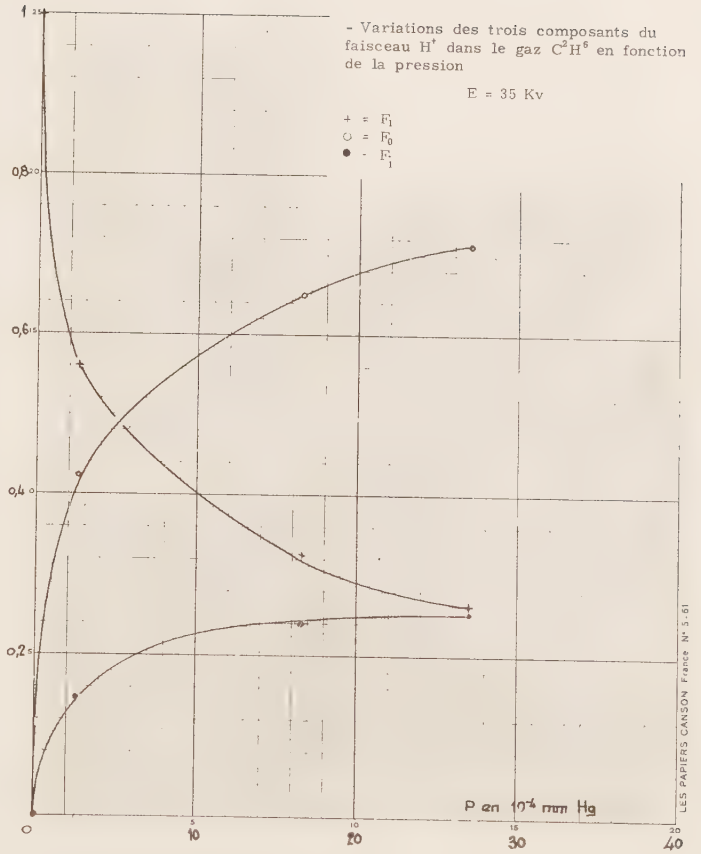

- Variations des trois composants du
faisceau H⁺ dans le gaz C²H⁶ en fonction
de la pression
E = 35 Kv
+ = F1
○ = F0
● = F-1
P en 10⁻⁴ mm Hg
LES PAPIERS CANSON France N° 5-61

Figure V. 3c

La figure V. 3 indique la courbe $\sigma_{1-1} = f(E)$ pour les protons dans l'éthane. Dans ce cas, nous avons obtenu cinq points maximaux dont le premier et le quatrième, qui sont les plus élevés, sont situés à 11 et 25 keV. Les trois autres se trouvent respectivement à 15, 18 et 35 keV.

Les réactions et le calcul de ΔE concernant cette expérience figurent dans le tableau 5.

Tableau 5

$$H_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow H_R^- + CH_3^+ + CH_3^+$$
$$H_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow H_R^- + C_2H_5^+ + H^+$$
$$H_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow H_R^- + C_2H_4^+ + H^+ + H$$
$$H_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow H_R^- + C_2H_3^+ + H^+ + 2H$$
$$H_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow H_R^- + C_2H_2^+ + H^+ + 3H$$
$$H_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow H_R^- + C_2H^+ + H^+ + 4H$$
$$H_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow H_R^- + C_2^+ + H^+ + 5H$$

$$\Delta E_1 = -0,74 + 2.11,4 - 13,6 + 2,96 = 11,42 \text{ eV}$$
$$\Delta E_2 = -0,74 + 9,75 + 4,48 = 13,49 \text{ eV}$$
$$\Delta E_3 = -0,74 + 11,1 + 8,96 = 19,32 \text{ eV}$$
$$\Delta E_4 = -0,74 + 12,2 + 13,44 - 24,9 \text{ eV}$$
$$\Delta E_5 = -0,74 + 13,7 + 17,92 = 30,88 \text{ eV}$$
$$\Delta E_6 = -0,74 + 17,9 + 22,2 = 39,36 \text{ eV}$$
$$\Delta E_7 = -0,74 + 21,7 + 26,88 = 47,84 \text{ eV}$$

La figure V. 4 représente la courbe $\sigma_{1-1} = f(E)$ pour les protons dans le propane. Cette courbe comporte deux maximums, l'un à 16 keV et l'autre à 30 keV ; le dernier est le plus fort.

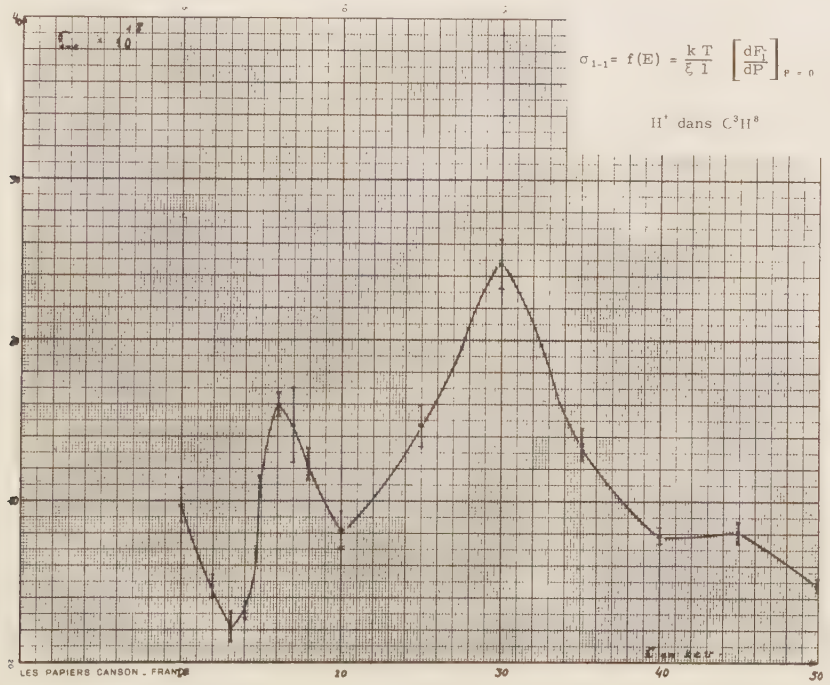


Figure V. 4

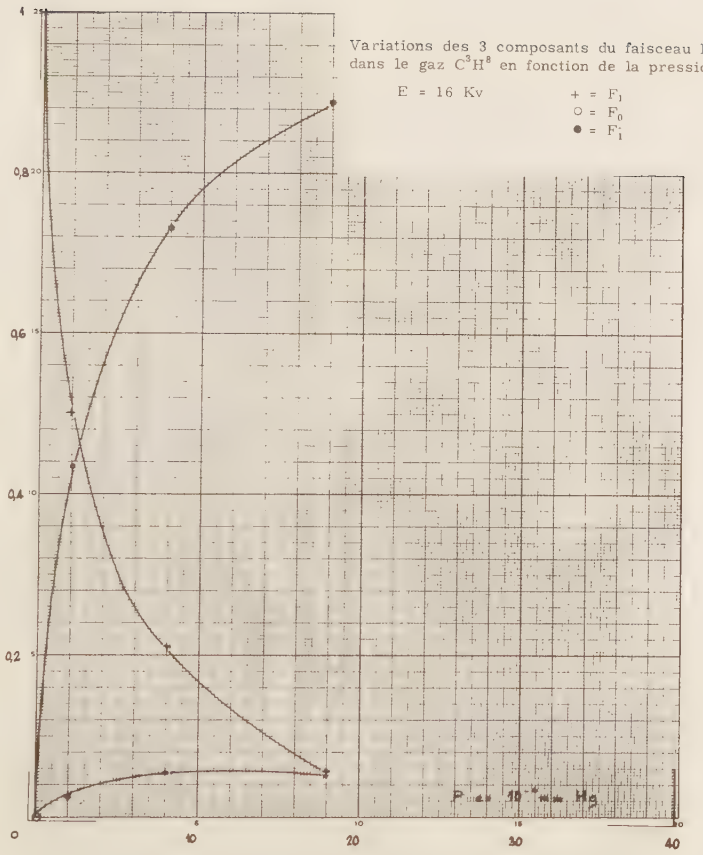


Figure V. 4a

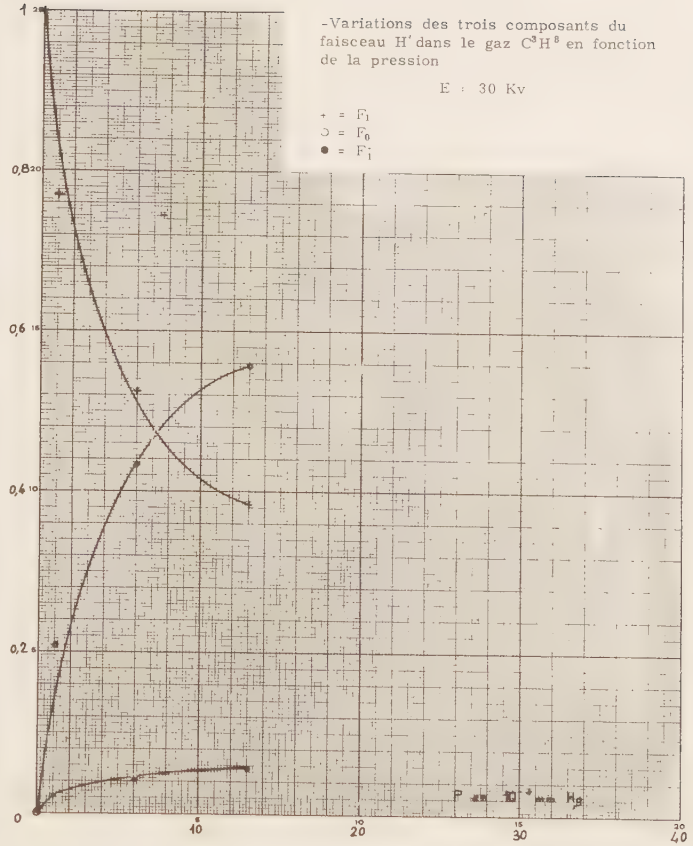


Figure V. 4b

On trouve, dans le tableau 6, les réactions régissant le processus ainsi que le calcul de ΔE pour chaque réaction.

Tableau 6

$$H_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow H_R^- + C_3H_7^+ + H^+ \qquad (1)$$

$$H_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow H_R^- + C_3H_6^+ + H^+ + H \qquad (2)$$

$$H_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow H_R^- + C_3H_5^+ + H^+ + 2H \qquad (3)$$

$$H_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow H_R^- + C_3H_4^+ + H^+ + 3H \qquad (4)$$

$$H_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow H_R^- + C_3H_3^+ + H^+ + 4H \qquad (5)$$

Calcul de la variation de l'énergie interne des systèmes en collision.

$$\Delta E_1 = -E_{A(H)} + E_{D(C_3H_7 - H)} + E_{I(C_3H_7)} = 11,73 \text{ eV}$$

$$\Delta E_2 = -E_{A(H)} + E_{D(C_3H_6 - H_2)} + E_{I(C_3H_6)} = 20,4 \text{ eV}$$

$$\Delta E_3 = -E_{A(H)} + E_{D(C_3H_5 - H_3)} + E_{I(C_3H_5)} = 26,05 \text{ eV}$$

$$\Delta E_4 = -E_{A(H)} + E_{D(C_3H_4 - H_4)} + E_{I(C_3H_4)} = 37,8 \text{ eV}$$

$$\Delta E_5 = -E_{A(H)} + E_{D(C_3H_3 - H_5)} + E_{I(C_3H_3)} = 41,36 \text{ eV}$$

Enfin, la figure V.5 représente la courbe de $\sigma_{1-1} = f(E)$ pour les protons dans le butane. Cette courbe comprend trois maximums et un plateau ; le maximum le plus fort est à 15 keV et les deux autres à 12 et 25 keV ; le plateau commence à 35 keV et finit à 45 keV.

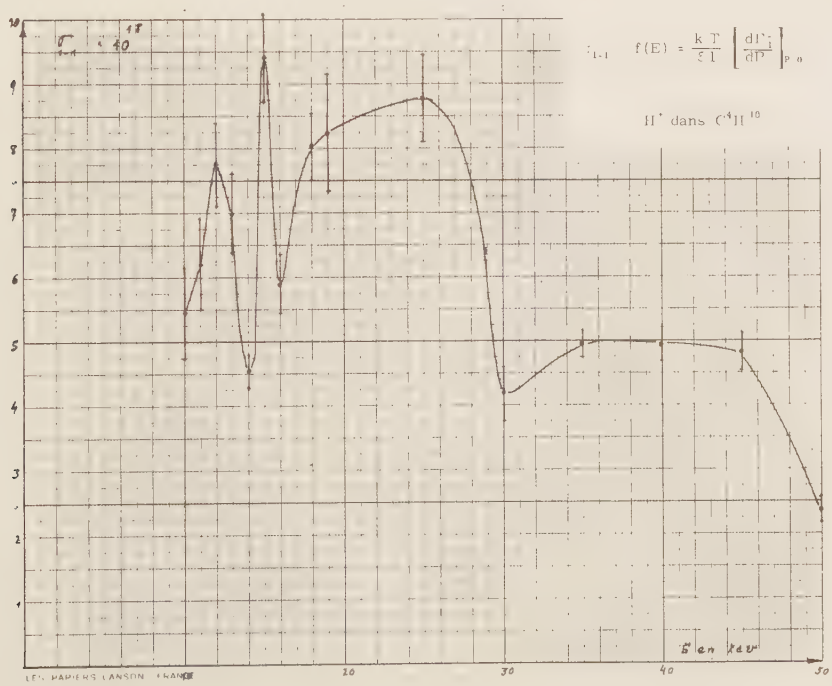


fig. V.5

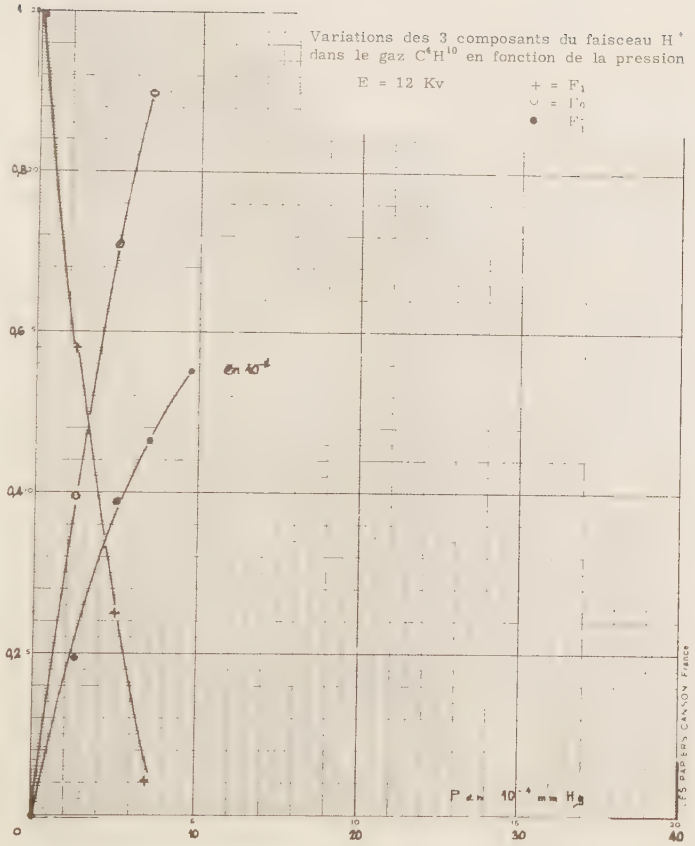


Figure V. 5a

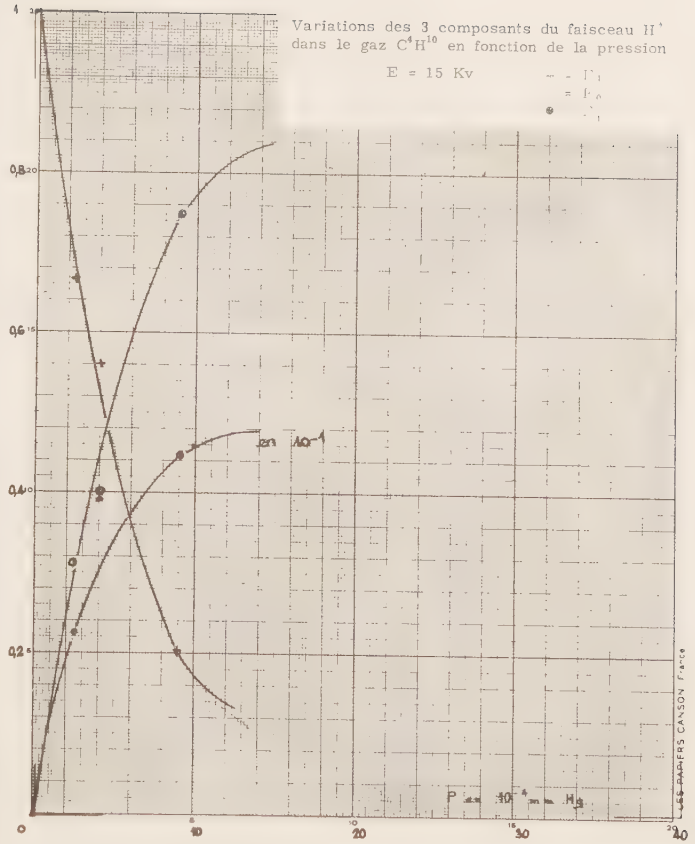


Figure V. 5b

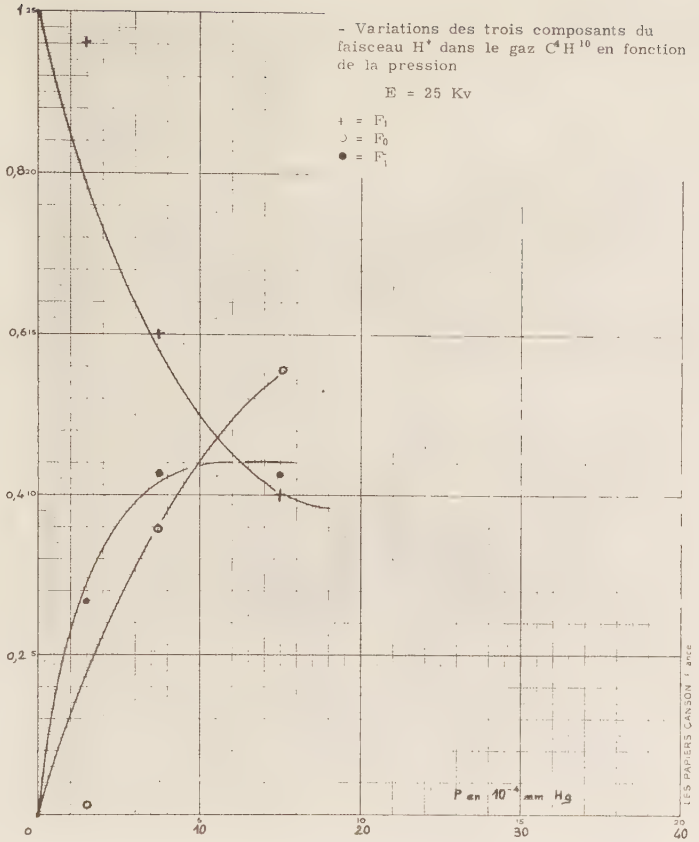


Figure V. 5c

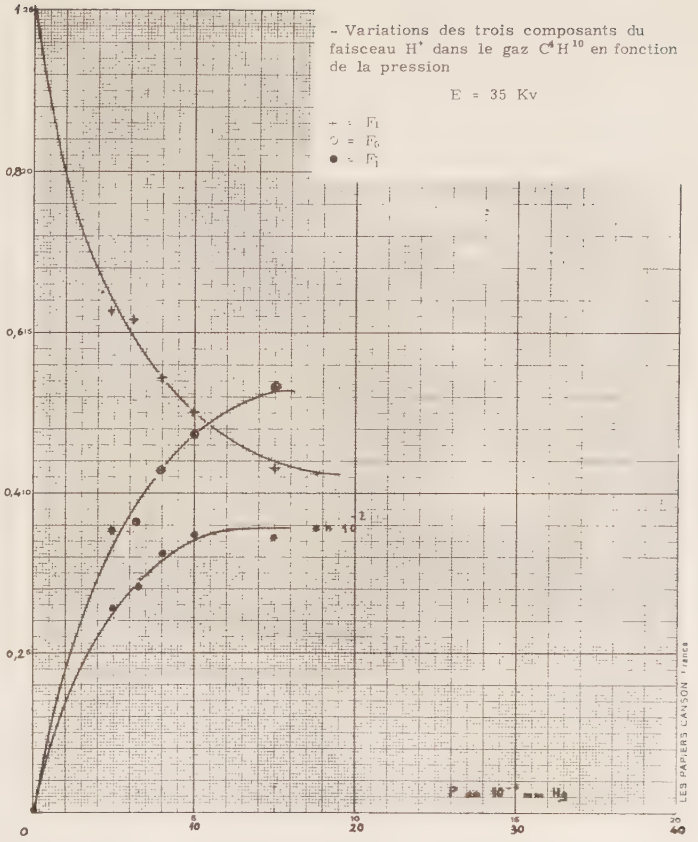


Figure V. 5d

Tableau 7

Réactions proton-butane

$$H^+ + n - C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_2H_4^+ + C_2H_6^+ \quad (1)$$

$$H^+ + i - C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_2H_4^+ + C_2H_6^+ \quad (2)$$

$$H^+ + n - C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_3H_6^+ + CH_4^+ \quad (3)$$

$$H^+ = i - C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_3H_6^+ + CH_4^+ \quad (4)$$

$$H^+ + C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_4H_9^+ + H^+ \quad (5)$$

$$H^+ + C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_4H_8^+ + H^+ + H \quad (6)$$

$$H^+ + C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_4H_7^+ + H^+ + 2H \quad (7)$$

$$H^+ + C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_4H_6^+ + H^+ + 3H \quad (8)$$

$$H^+ + C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_4H_5^+ + H^+ + 4H \quad (9)$$

$$H^+ + C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_4H_4^+ + H^+ + 5H \quad (10)$$

$$H^+ + C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_4H_3^+ + H^+ + 6H \quad (11)$$

$$H^+ + C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_4H_2^+ + H^+ + 7H \quad (12)$$

$$H^+ + C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_4H^+ + H^+ + 8H \quad (13)$$

$$H^+ + C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_2H_5 + C_2H_5^+ \quad (14)$$

$$H^+ + C_4H_{10} \longrightarrow H^- + C_3H_7^+ + CH_3^+ \quad (15)$$

Bilan énergétique des réactions (1) à (15), calculé à l'aide des données nécessaires et connues, conduit aux valeurs suivantes :

$$\Delta E_i = E_{A(H)} + E_D + \sum_{i=1,2} E_{I_i}$$

$\Delta E_1 = -0,74 + 11,1 + 10,8 + 0,737 - 13,6 = 8,3$ eV

$\Delta E_2 = -0,74 + 11,1 + 10,8 + 1,56 - 13,6 = 9,12$ eV

$\Delta E_3 = -0,74 + 10 + 12,3 + 0,3 - 8,26$ eV

$\Delta E_4 = -0,74 + 10 + 12,3 + 0,173 - 13,6 = 8,13$ eV

$\Delta E_5 = -0,74 + 7,15 + 4,2 + 10,61$ eV

$\Delta E_6 = -0,74 + 9,12 + 8,4 = 16,78$ eV

$\Delta E_7 = -0,74 + 8,85 + 12,6 = 20,71$ eV

$\Delta E_8 = -0,74 + 10,2 + 16,8 = 26,26$ eV

$\Delta E_9 = -0,74 + 12,3 + 21,0 = 32,56$ eV

$\Delta E_{10} = -0,74 + 12,7 + 25,2 = 37,16$ eV

$\Delta E_{11} = -0,74 + 14,6 + 29,4 = 43\ 26$ eV

$\Delta E_{12} = -0,74 + 15,2 + 33,6 = 48,06$ eV

$\Delta E_{13} = -0,74 +$

$\Delta E_{14} = -0,74 + 19,50 + 10,01 - 13,6 = 15,11$ eV

$\Delta E_{15} = -0,74 + 10,15 + 6,05 = 15,46$ eV

V.2 - RESULTATS OBTENUS POUR LES REACTIONS $D^+ \longrightarrow D^-$ -

Le gaz deutérium est obtenu par l'électrolyse de l'eau lourde (D_2O) ; la détermination de la pureté de ce gaz a été effectuée par la méthode spectrométrique, elle est égale à 99,5 %.

Le potentiel d'ionisation du deutérium est légèrement différent de celui de l'hydrogène.

Nous avons utilisé, pour l'ionisation du deutérium, la même source à H.F. que celle décrite dans le chapitre III. 1.

Les cibles gazeuses, étudiées dans cette expérience, sont également les mêmes que dans l'expérience précédente.

Les figures V-6, V-7, V-8, V-9 représentent la variation de la section efficace du double échange de charges des deutérons, en fonction de l'énergie d'accélération, dans les gaz CH_4, C_2H_6, C_3H_8, C_4H_{10}.

En outre, avec chaque courbe de la section efficace de σ_{1-1}, on a représenté les courbes de la variation des trois composants du faisceau, en fonction de la pression du gaz cible. Ces dernières correspondent aux points maximaux obtenus dans la structure de $\sigma_{1-1} = f(E)$

La figure V-6 indique la courbe de $\sigma_{1-1} = f(E)$ pour les réactions $D^+ \longrightarrow D^-$ dans CH_4. Sur cette courbe on trouve quatre maximums dont les valeurs croissent légèrement avec l'énergie. La courbe passe par un minimum à 35 et croît ensuite avec l'énergie d'accélération. Les quatre maximums sont situés respectivement à 13, 16, 18 et 20 keV.

La figure V.7 montre la variation de la section efficace des deuterons dans C_2H_6. Le premier maximum se trouve à 14 keV, le deuxième, étant le plus fort, est situé à 16 keV. Un plateau débute à 20 keV et se termine à 40 keV. On voit à 45 keV un minimum relativement faible.

La figure V. 8 représente la variation de la section efficace de D^4 dans une cible de C_3H_8.

On a obtenu, dans ce cas, quatre points maximaux dont les coordinations sont les suivantes :

1/ Le premier maximum est à 13 keV (le plus faible),

2/ Le deuxième maximum est à 17 keV (le plus fort),

3/ Le troisième maximum est à 19 keV,

4/ Le quatrième maximum est à 25 keV.

Les résultats de l'étude du même phénomène, dans une cible gazeuse de C_4H_{10}, sont représentés sur la figure V. 9.

On a obtenu trois maximums pour la section efficace de D^+ avec les molécules de butane ; ils sont situés respectivement à 12, 20 et 40 keV.

L'ensemble des résultats de réaction $D^+ \longrightarrow D^-$, comparés avec ceux des réactions $H^+ \longrightarrow H^-$, dans la gamme d'énergie étudiée, montre que la section efficace du double échange de charges des deutérons, dans les gaz organiques utilisés, est plus forte que celle des protons dans les mêmes gaz.

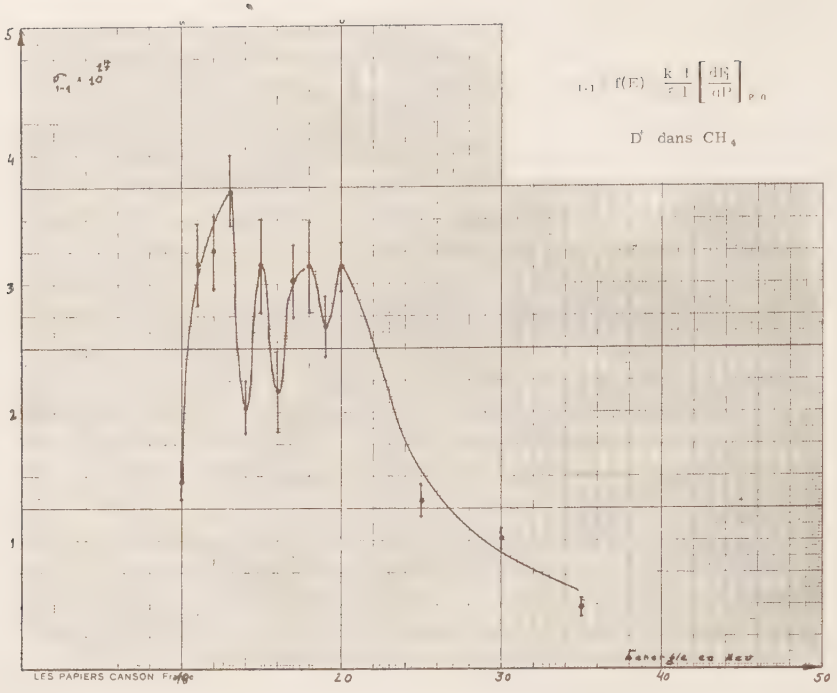


Figure V. 6

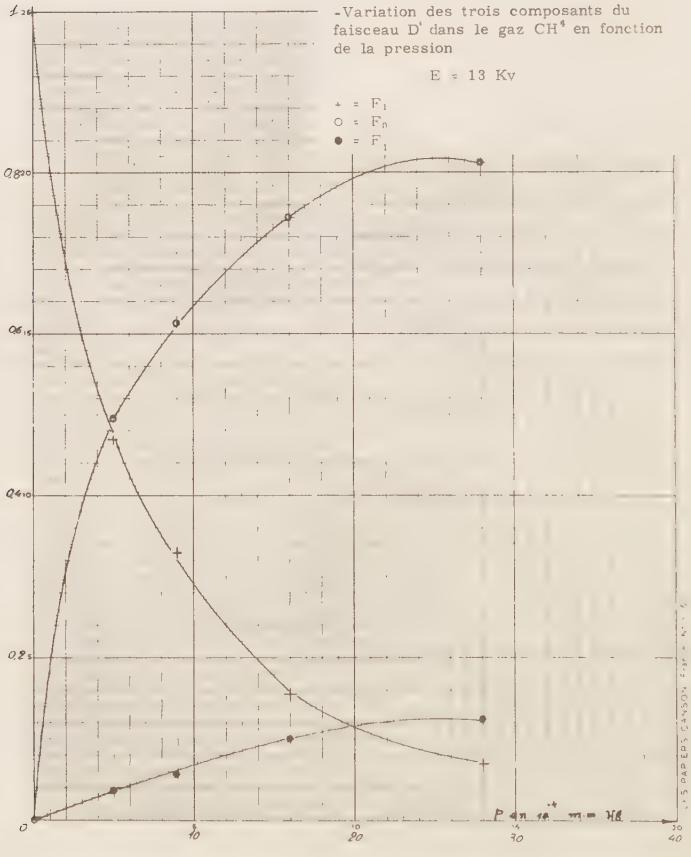


Figure V. 6a

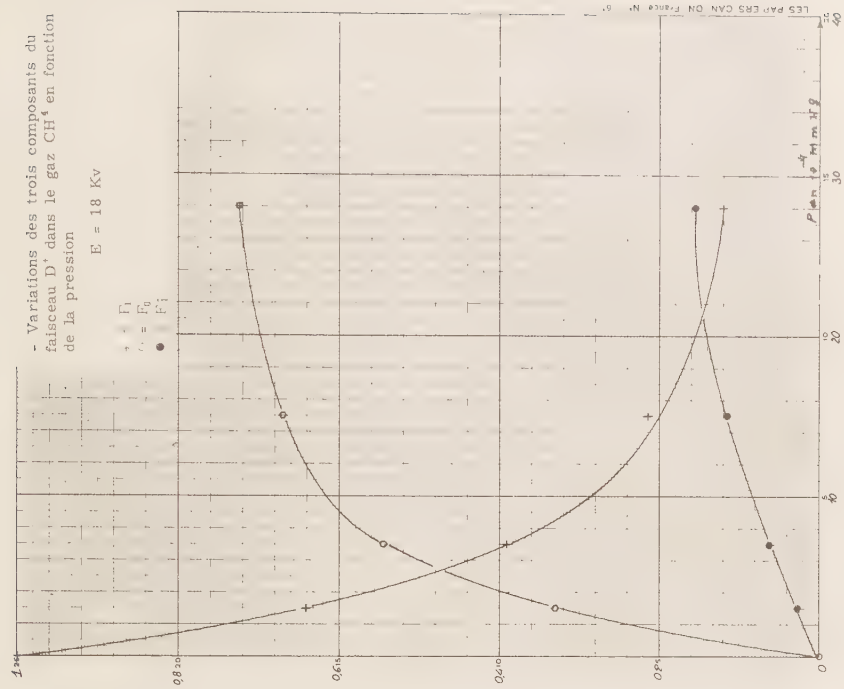


Figure V.6c

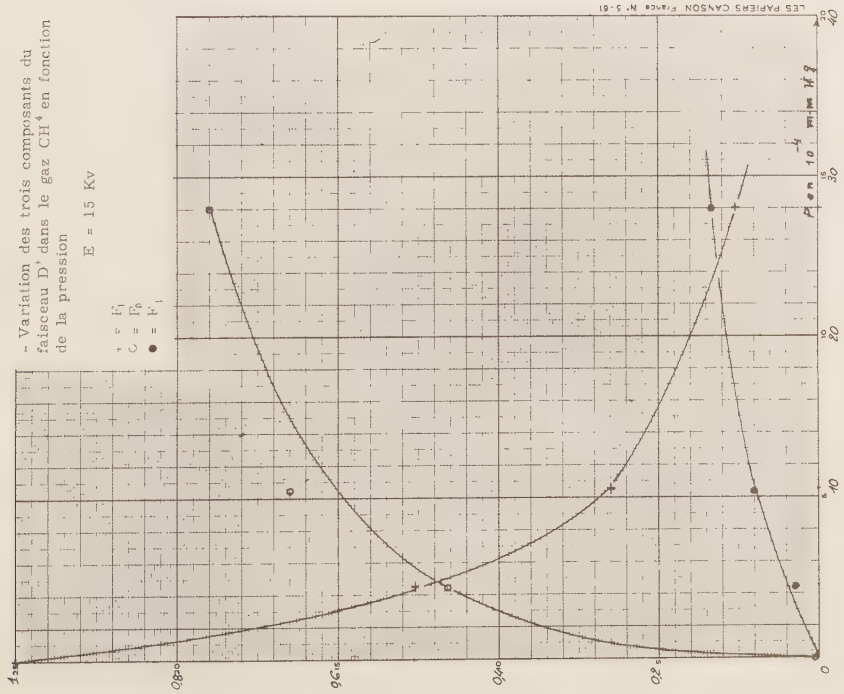


Figure V.6b

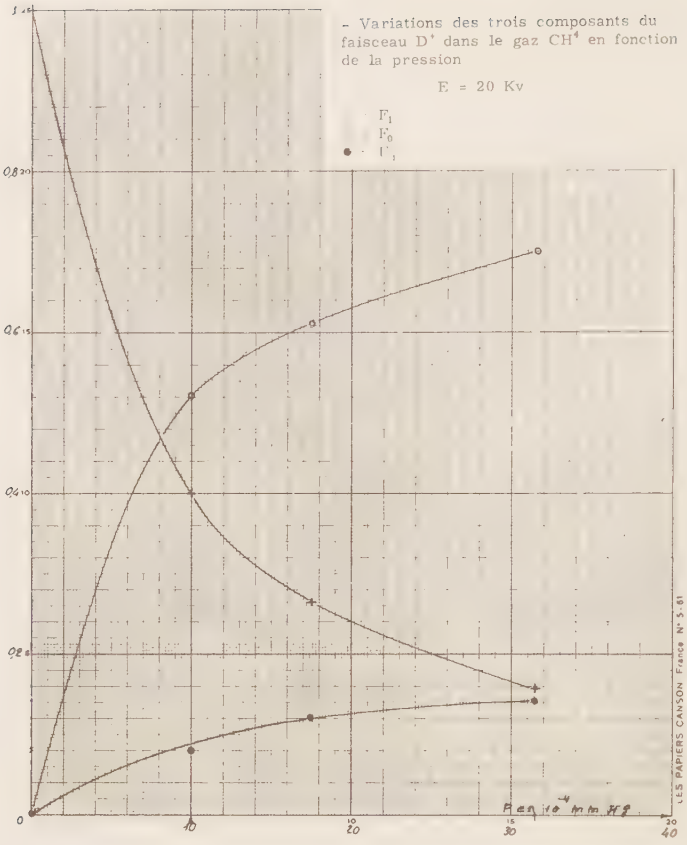


Figure V. 6d

Tableau 8

$$D_R^+ + CH_4 \longrightarrow D_R^- + CH_3^+ + H^+$$

$$D_R^+ + CH_4 \longrightarrow D_R^- + CH_2^+ + H^+ + H$$

$$D_R^+ + CH_4 \longrightarrow D_R^- + CH^+ + H^+ + 2H$$

$$D_R^+ + CH_4 \longrightarrow D_R^- + C^- + H^+ + 3H$$

$$\Delta E_1 = -E_{A(D)} - E_{I(D)} + E_{D(CH_3 - H)} + E_{I(CH_3)} + E_{I(H)} = 15,28 \text{ eV}$$

$$\Delta E_2 = -E_{A(D)} - E_{I(D)} + E_{D(CH_2 - H_2)} + E_{I(CH_2)} + E_{I(H)} - E_{D(H_2)} = 22,90$$

$$\Delta E_3 = -E_{A(D)} - E_{I(D)} + E_{D(CH - H_3)} + E_{I(CH)} + E_{I(H)} - E_{D(H_2)} = 28,34$$

$$\Delta E_4 = -E_{A(D)} - E_{I(D)} + E_{D(C - H_4)} + E_{I(C)} + E_{I(H)} - 2E_{D(H_2)} = 35,04 \text{ eV}$$

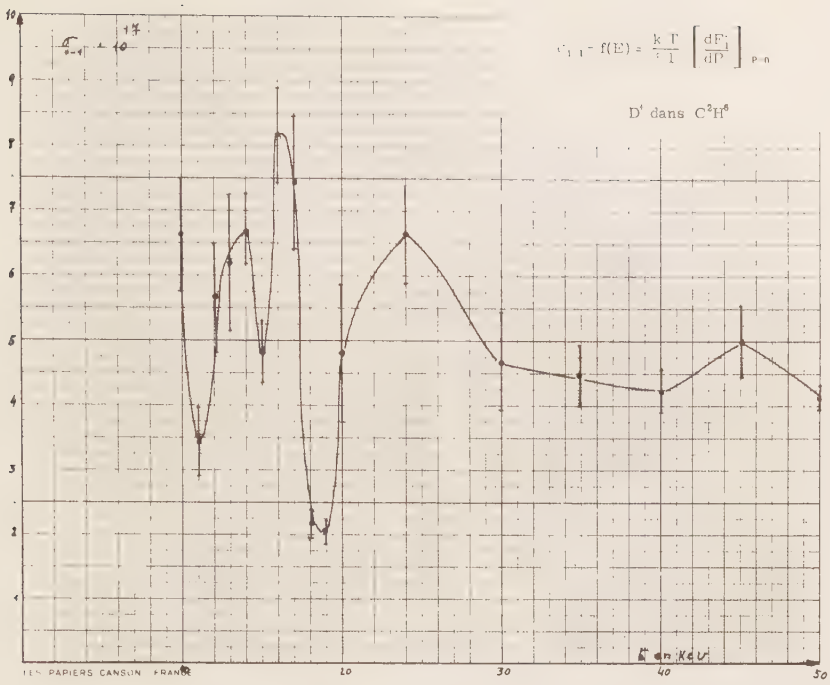


Figure V.7

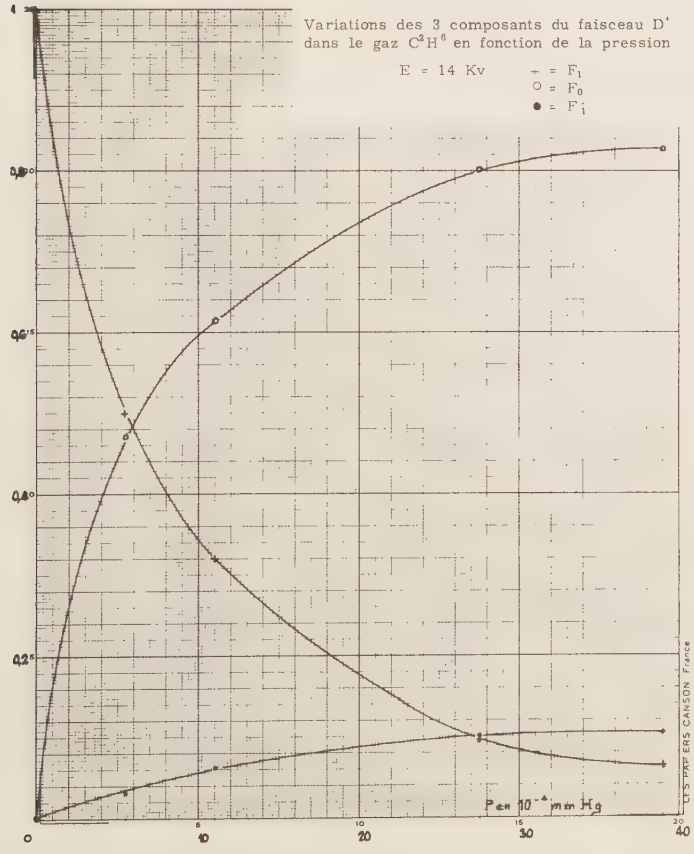


Figure V.7a

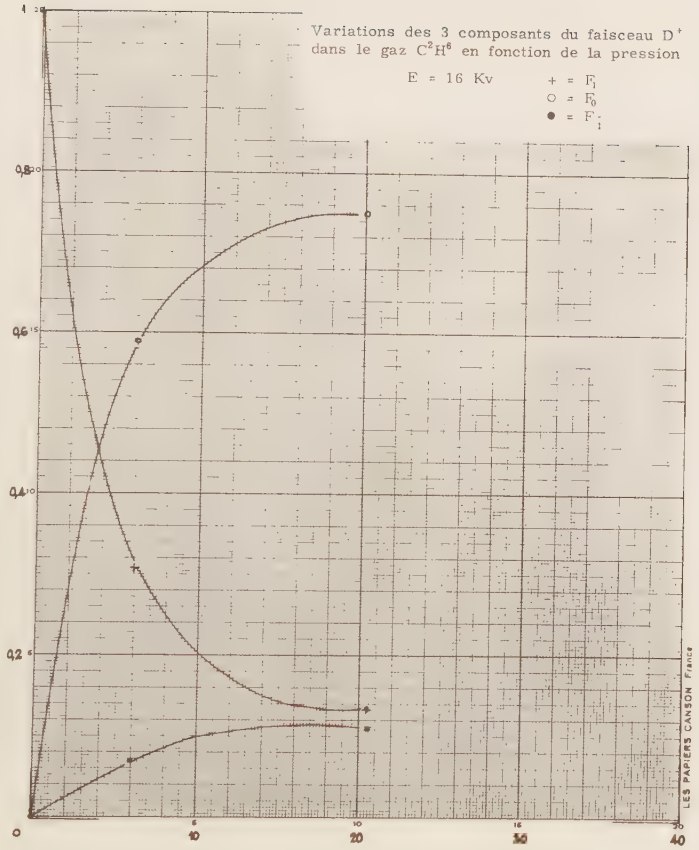


Figure V. 7b

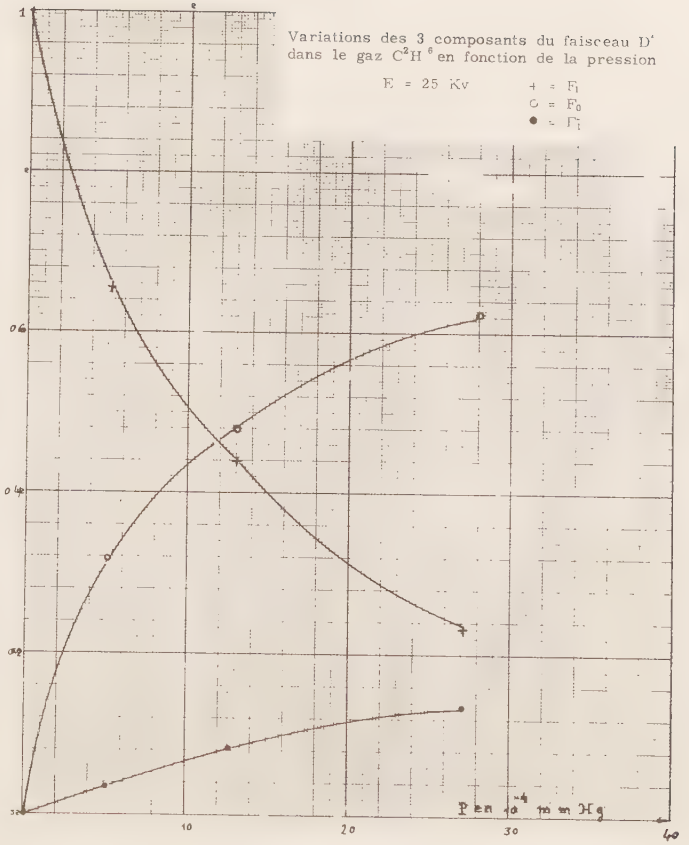


Figure V. 7c

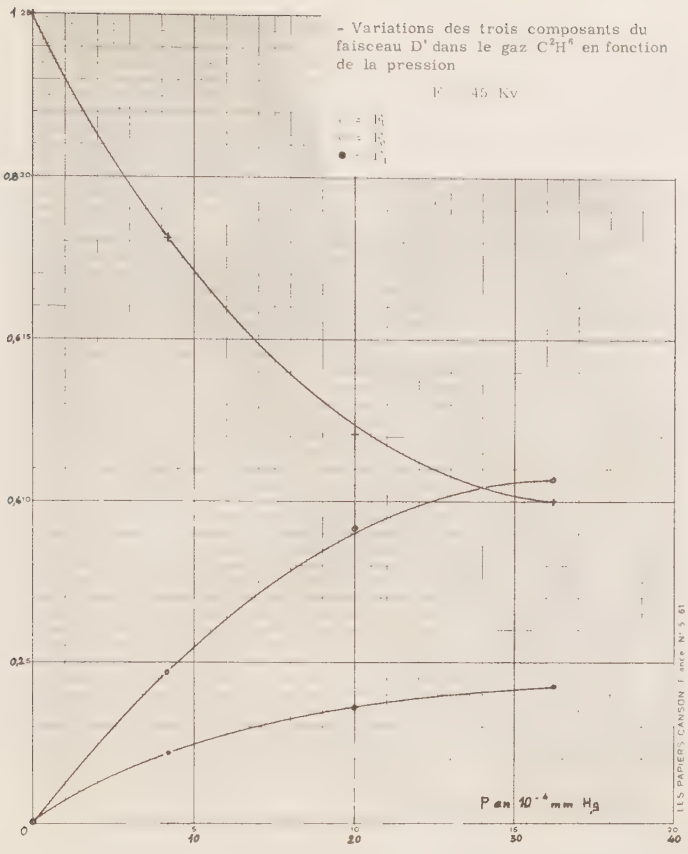


Figure V. 7d

Tableau 9

$$D_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow D_R^- + CH_3^+ + CH_3^+$$

$$D_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow D_R^- + C_2H_5^+ + H^+$$

$$D_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow D_R^- + C_2H_4^+ + H^+ + H$$

$$D_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow D_R + C_2H_3^+ + H^+ + 2H$$

$$D_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow D_R^- + C_2H_2^+ + H^+ + 3H$$

$$D_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow D_R^- + C_2H^+ + H^+ + 4H$$

$$D_R^+ + C_2H_6 \longrightarrow D_R^- + C_2^+ + H^+ + 5H$$

$$\Delta E_1 = -E_{A(D)} + E_{D(CH_3 - CH_3)} + 2E_{I(CH_3)} - E_{I(D)} = 12,66 \text{ eV}$$

$$\Delta E_2 = -E_{A(D)} + E_{D(C_2H_5 - H)} + E_{I(C_2H_5)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 13,63 \text{ eV}$$

$$\Delta E_3 = -E_{A(D)} + E_{D(C_2H_4 - H_2)} + E_{I(C_2H_4)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 19,4 \text{ eV}$$

$$\Delta E_4 = -E_{A(D)} + E_{D(C_2H_3 - H_3)} + E_{I(C_2H_3)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 24,92 \text{ eV}$$

$$\Delta E_5 = -E_{A(D)} + E_{D(C_2H_2 - H_4)} + E_{I(C_2H_2)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 30,84 \text{ eV}$$

$$\Delta E_6 = -E_{A(D)} + E_{D(C_2H - H_5)} + E_{I(C_2H)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 39,46 \text{ eV}$$

$$\Delta E_7 = -E_{A(D)} + E_{D(C_2 - H_6)} + E_{I(C_2)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 47,68 \text{ eV}$$

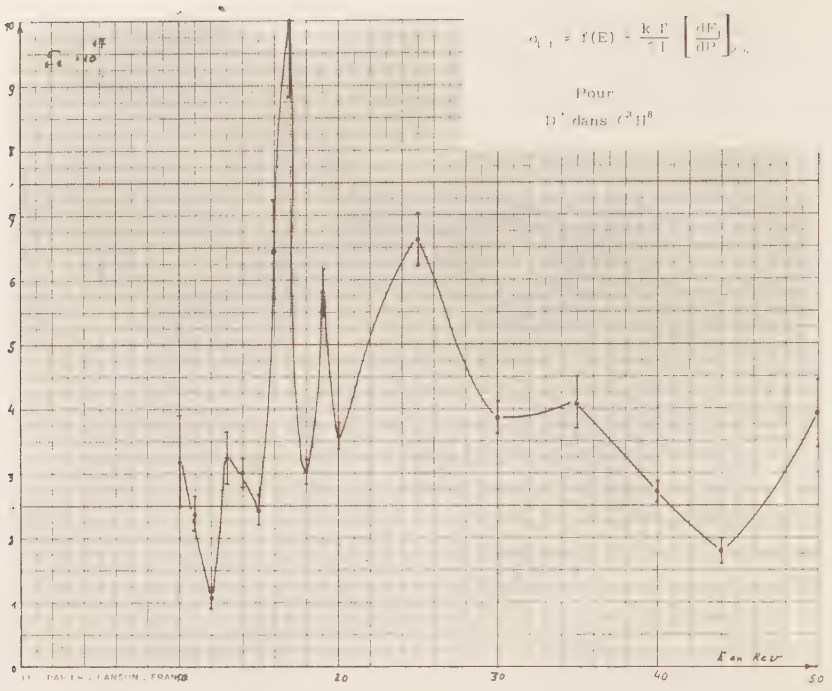


Figure V. 8

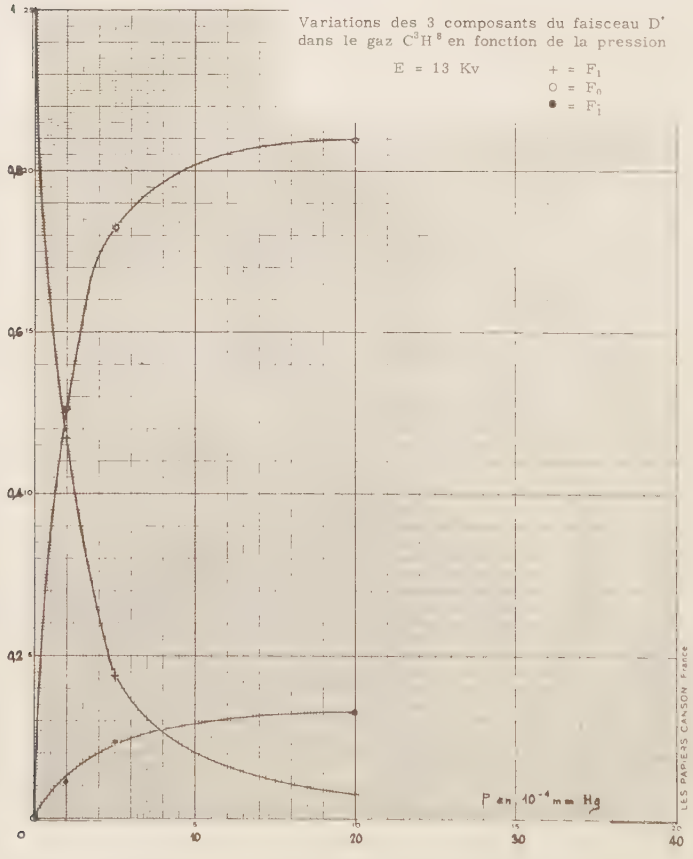


Figure V. 8a

Figure V. 8b

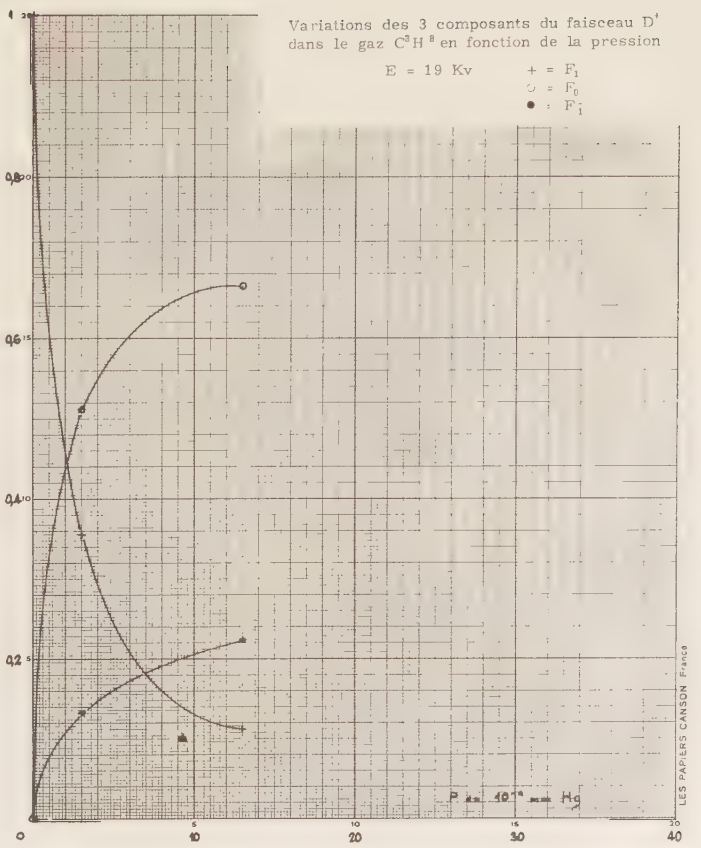


Figure V. 8c

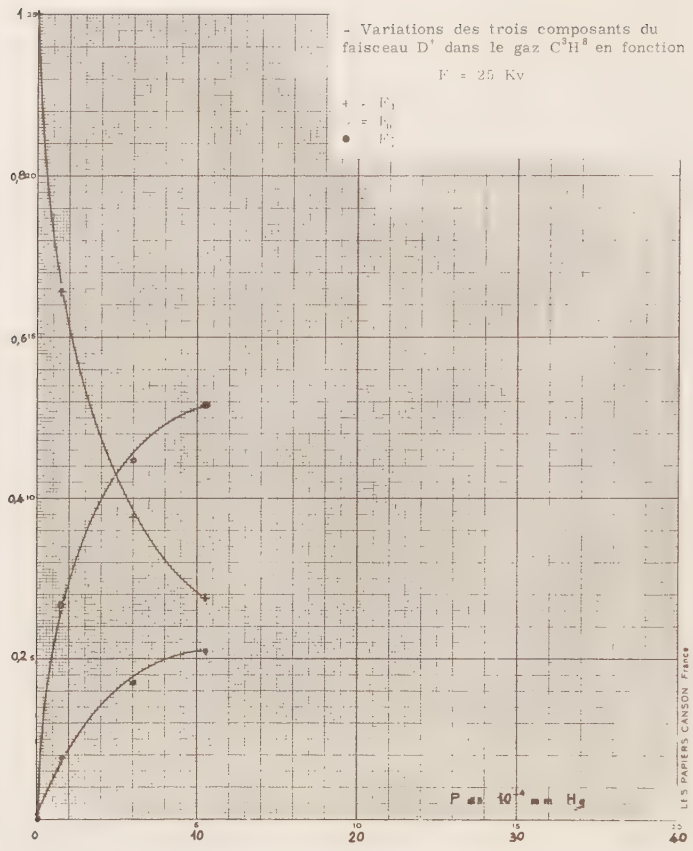


Figure V. 8d

Tableau 10

$$D^+ + C_3H_8 \longrightarrow D^- + CH_3^+ + C_2H_5^+$$
$$D^+ + C_3H_8 \longrightarrow D^- + CH_4^+ + C_2H_4^+$$
$$D^+ + C_3H_8 \longrightarrow D^- + CH_2^+ + C_2H_6^+$$
$$D^+ + C_3H_8 \longrightarrow D^- + C_3H_7^+ + H^+$$
$$D^+ + C_3H_8 \longrightarrow D^- + C_3H_6^+ + H^+ + H$$
$$D^+ + C_3H_8 \longrightarrow D^- + C_3H_5^+ + H^+ + 2H$$
$$D^+ + C_3H_8 \longrightarrow D^- + C_3H_4^+ + H^+ + 3H$$
$$D^+ + C_3H_8 \longrightarrow D + C_3H_3^+ + H^+ + 4H$$

$$\Delta E_1 = -E_{A(D)} + E_{D(CH_3 - C_2H_5)} + E_{I(CH_3)} + E_{I(C_2H_5)} - E_{I(D)} = 12,61$$
$$\Delta E_2 = -E_{A(D)} + E_{D(CH_4 - C_2H_4)} + E_{I(CH_4)} + E_{I(C_2H_4)} - E_{I(D)} = 12,86$$
$$\Delta E_3 = -E_{A(D)} + E_{D(CH_2 - C_2H_6)} + E_{I(CH_2)} + E_{I(C_2H_6)} - E_{I(D)} = 14,86$$
$$\Delta E_4 = -E_{A(D)} + E_{D(C_3H_7 - H)} + E_{I(C_3H_7)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 12,13 \text{ eV}$$
$$\Delta E_5 = -E_{A(D)} + E_{D(C_3H_6 - H_2)} + E_{I(C_3H_6)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 18,3 \text{ eV}$$
$$\Delta E_6 = -E_{A(D)} + E_{D(C_3H_5 - H_3)} + E_{I(C_3H_5)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 22,38 \text{ eV}$$
$$\Delta E_7 = -E_{A(D)} + E_{D(C_3H_4 - H_4)} + E_{I(C_3H_4)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 29,84 \text{ eV}$$
$$\Delta E_8 = -E_{A(D)} + E_{D(C_3H_3 - H_5)} + E_{I(C_3H_3)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 33,66 \text{ eV}$$

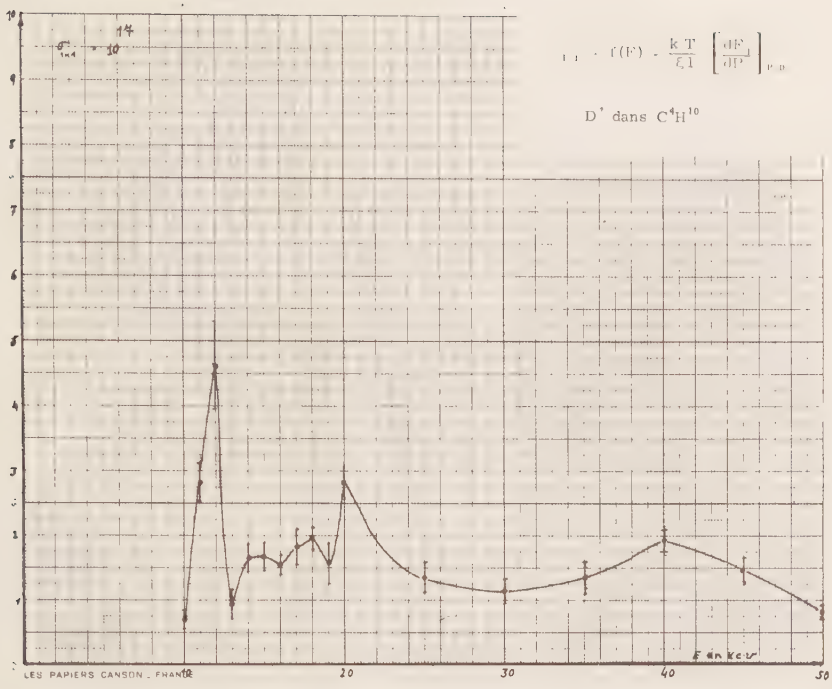


Figure V. 9

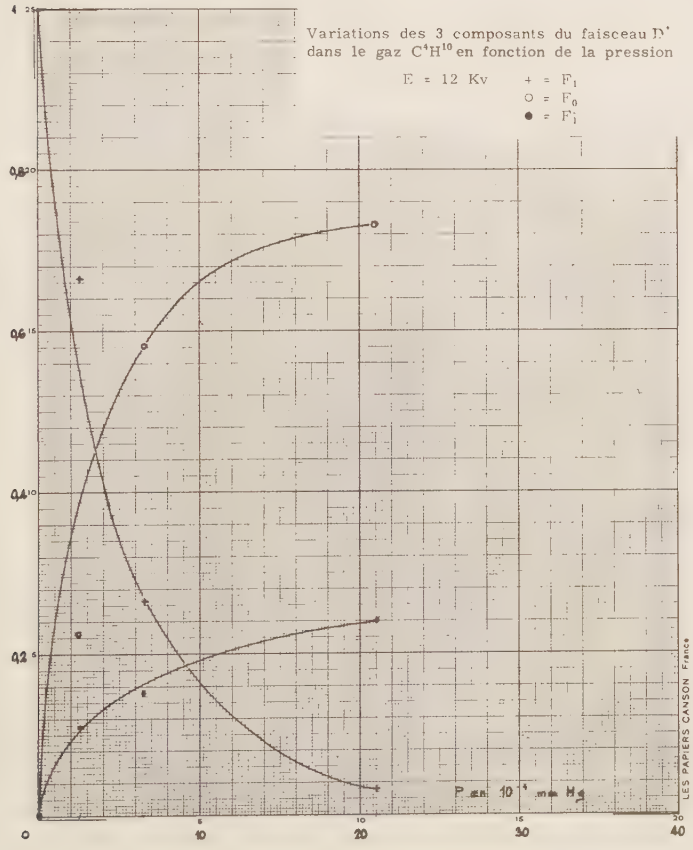


Figure V. 9a

Tableau 11

$$D_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow D_R^- + C_2H_4^+ + C_2H_6$$
$$D_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow D_R^- + C_3H_6^+ + CH_4^+$$
$$D_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow D_R^- + C_4H_9^+ + H^+$$
$$D_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow D_R^- + C_4H_8^+ + H^+ + H$$
$$D_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow D_R^- + C_4H_7^+ + H^+ + 2H$$
$$D_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow D_R^- + C_4H_6^+ + H^+ + 3H$$
$$D_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow D_R^- + C_4H_5^+ + H^+ + 4H$$
$$D_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow D_R^- + C_4H_4^+ + H^+ + 5H$$
$$D_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow D_R^- + C_4H_3^+ + H^+ + 6H$$
$$D_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow D_R^- + C_4H_2^+ + H^+ + 7H$$

La variation de l'énergie interne du système en collision se calcule comme suit :

$$\Delta E_1 = -E_{A(D)} + E_{D(C_2H_4 - C_2H_6)} + E_{I(C_2H_4)} + E_{I(C_2H_6)} - E_{I(D)} = 11,36$$
$$\Delta E_2 = -E_{A(D)} + E_{D(C_3H_6 - CH_4)} + E_{I(C_3H_6)} + E_{I(CH_4)} - E_{I(D)} = 11,76$$
$$\Delta E_3 = -E_{A(D)} + E_{D(C_4H_9 - H)} + E_{I(C_4H_9)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 10,21 \text{ eV}$$
$$\Delta E_4 = -E_{A(D)} + E_{D(C_4H_8 - H_2)} + E_{I(C_4H_8)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 17,42 \text{ eV}$$
$$\Delta E_5 = -E_{A(D)} + E_{D(C_4H_7 - H_3)} + E_{I(C_4H_7)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 21,57 \text{ eV}$$
$$\Delta E_6 = -E_{A(D)} + E_{D(C_4H_6 - H_4)} + E_{I(C_4H_6)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 27,34 \text{ eV}$$
$$\Delta E_7 = -E_{A(D)} + E_{D(C_4H_5 - H_5)} + E_{I(C_4H_5)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 33,76 \text{ eV}$$
$$\Delta E_8 = -E_{A(D)} + E_{D(C_4H_4 - H_6)} + E_{I(C_4H_4)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 38,68 \text{ eV}$$
$$\Delta E_9 = -E_{A(D)} + E_{D(C_4H_3 - H_7)} + E_{I(C_4H_3)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 43,96 \text{ eV}$$
$$\Delta E_{10} = -E_{A(D)} + E_{D(C_4H_2 - H_8)} + E_{I(C_4H_2)} + E_{I(H)} - E_{I(D)} = 50,02 \text{ eV}$$

V.3 - RESULTATS OBTENUS POUR LES REACTIONS $Li^+ \longrightarrow Li^-$

Dans cette partie, nous exposons les résultats expérimentaux concernant la section efficace de double échange de charges des ions Li^+ lors de collisions simples avec les molécules des gaz organiques.

Un faisceau d'ions Li^+, issu de la source thermoionique décrite au chapitre III, est monochromatisé par un électro-aimant déflecteur à 90°.

Le faisceau monoénergétique obtenu est focalisé à l'aide d'une lentille électrostatique à trois électrodes, puis traverse les gaz cibles CH_4, C_2H_6, C_3H_8, C_4H_{10}.

A la sortie du canal d'échange de charges on a séparé les différents composants du faisceau à l'aide d'un électro-aimant analyseur.

La mesure des composants du faisceau et celle de la pression du gaz cible permettent d'effectuer le calcul de la section efficace du double échange de charges par la formule :

$$\sigma_{1-1} = \frac{dF_{\bar{1}}}{d\pi}_{P=0}$$

$\left(\frac{dF_{\bar{1}}}{d\pi}\right)_{P=0}$ représente la pente de la courbe $F_{\bar{1}} = f(\pi)$ à l'origine des coordonnées.

Dans cette zone, toutes les courbes sont linéaires et le calcul de σ_{1-1} est donc limité à la détermination de la pente des courbes expérimentales dans la partie linéaire.

Par ailleurs, nous avons tenu compte, dans le calcul de σ_{1-1}, de la contribution du gaz résiduel dans la production des ions négatifs. De ce fait, dans chaque mesure nous avons retranché

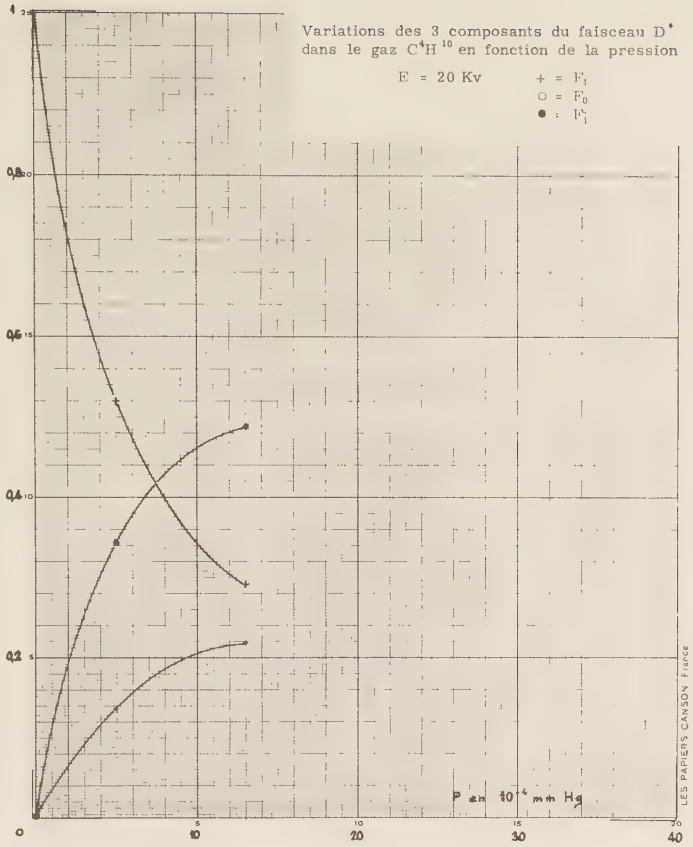


Figure V. 9b

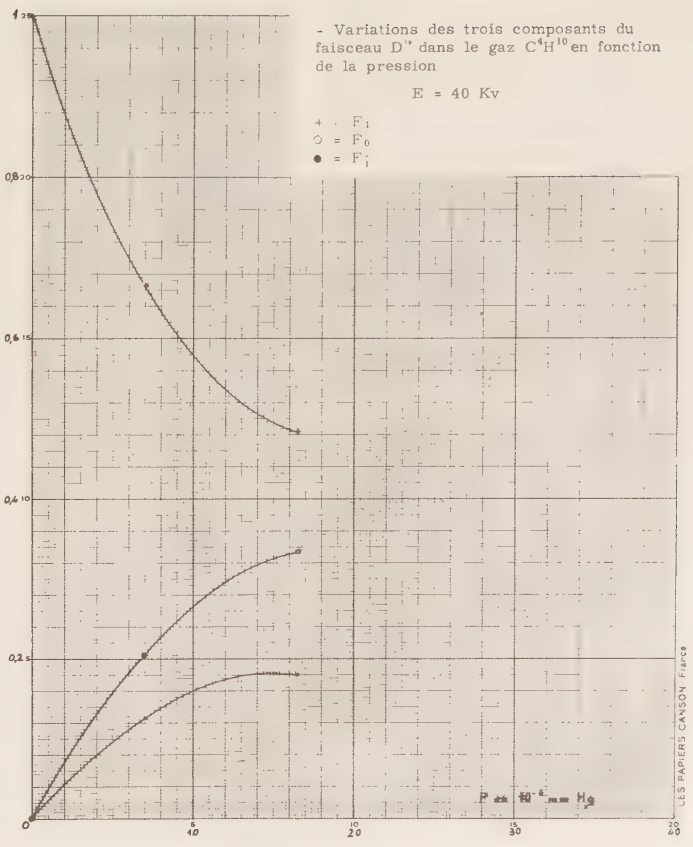


Figure V. 9c

du composant négatif du faisceau la faible proportion qui existait avant l'admission du gaz cible dans la chambre d'échange de charges.

Les figures V.10, V.11, V.12, V.13 traduisent les résultats obtenus pour les quatre gaz cibles étudiés.

D'après ces résultats, dans l'intervalle d'énergie étudié, les sections efficaces varient dans les limites suivantes :

$1,6.10^{-20}$ à $6,2.10^{-20}$ pour $Li^+ \longrightarrow CH_4$

$1,1.10^{-20}$ à $6,8.10^{-20}$ pour $Li^+ \longrightarrow C_2H_6$

$4,1.10^{-21}$ à $4,5.10^{-20}$ pour $Li^+ \longrightarrow C_3H_8$

$1,0.10^{-20}$ à $4\ .10^{-20}$ pour $Li^+ \longrightarrow C_4H_{10}$.

Ces résultats montrent que :

1/ La section efficace σ_{1-1} de collision d'ions Li^+ dans la gamme d'énergie étudiée, avec les molécules des gaz utilisés, est notablement plus faible que celle des ions H^+ et D^+ dans les mêmes conditions.

2/ La section efficace σ_{1-1} dépend très largement du type de particule avec laquelle l'ion Li entre en collision.

Tableau 12

Réactions $Li^+ \longrightarrow CH_4$

$$Li^+ + CH_4 \longrightarrow Li^- + CH_3^+ + H^+ \qquad (1)$$

$$Li^+ + CH_4 \longrightarrow Li^- + CH_2^+ + H^+ + H \qquad (2)$$

$$Li^+ + CH_4 \longrightarrow Li^- + CH^+ + H^+ + 2H \qquad (3)$$

$$Li^+ + CH_4 \longrightarrow Li^- + C^+ + H^+ + 3H \qquad (4)$$

Le bilan énergétique de ces réactions est défini de la façon suivante :

$$\Delta E_1 = E_{A(Li)} + E_{D(CH_3 - H)} + E_{I(H)} + E_{I(CH_3)} - E_{I(Li)} = 23,28 \text{ eV}$$

$$\Delta E_2 = E_{A(Li)} + E_{D(CH_2 - H)} + E_{I(H)} + E_{I(CH_2)} - E_{I(Li)} = 30,90 \text{ eV}$$

$$\Delta E_3 = E_{A(Li)} + E_{D(CH - H_3)} + E_{I(H)} + E_{I(CH)} - E_{I(Li)} = 36,12 \text{ eV}$$

$$\Delta E_4 = E_{A(Li)} + E_{D(D - H_4)} + E_{I(H)} + E_{I(C)} - E_{I(Li)} = 42,47 \text{ eV}$$

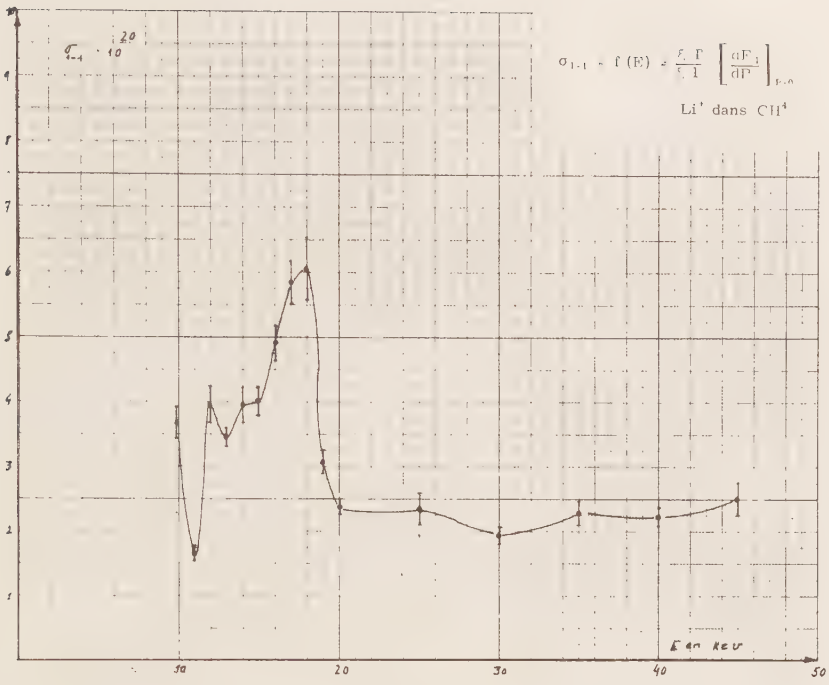


Figure V. 10

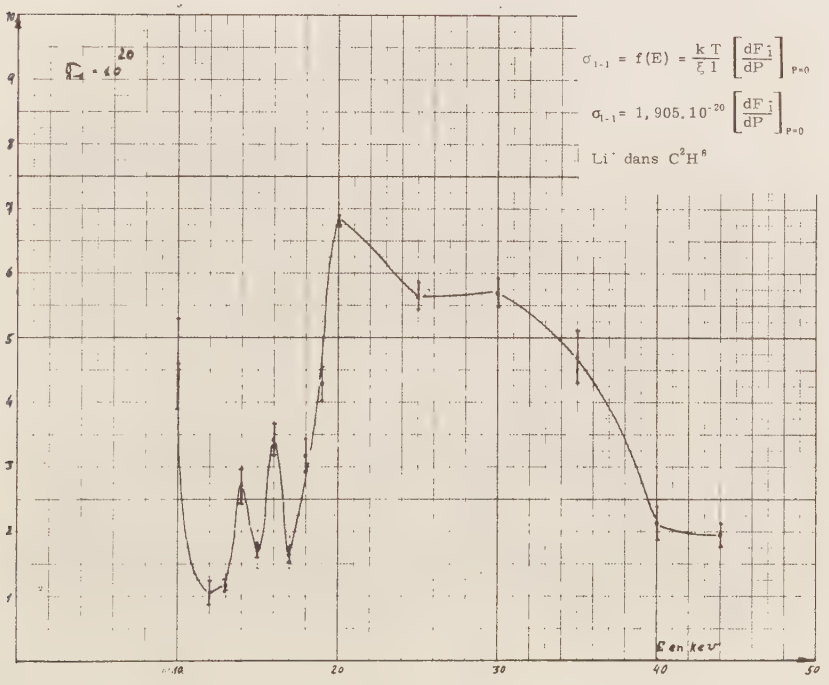


Figure V. 11

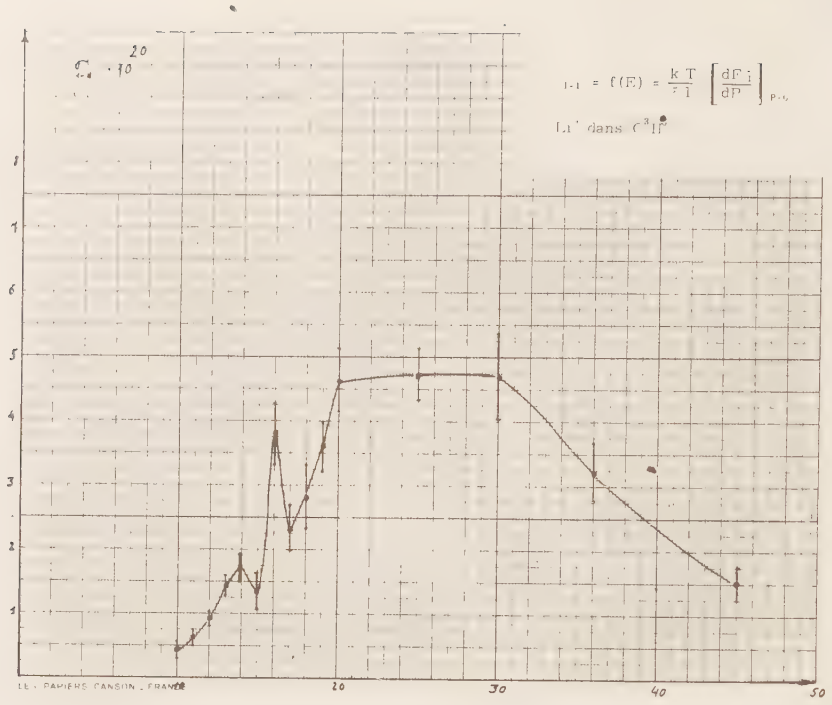


Figure V. 12

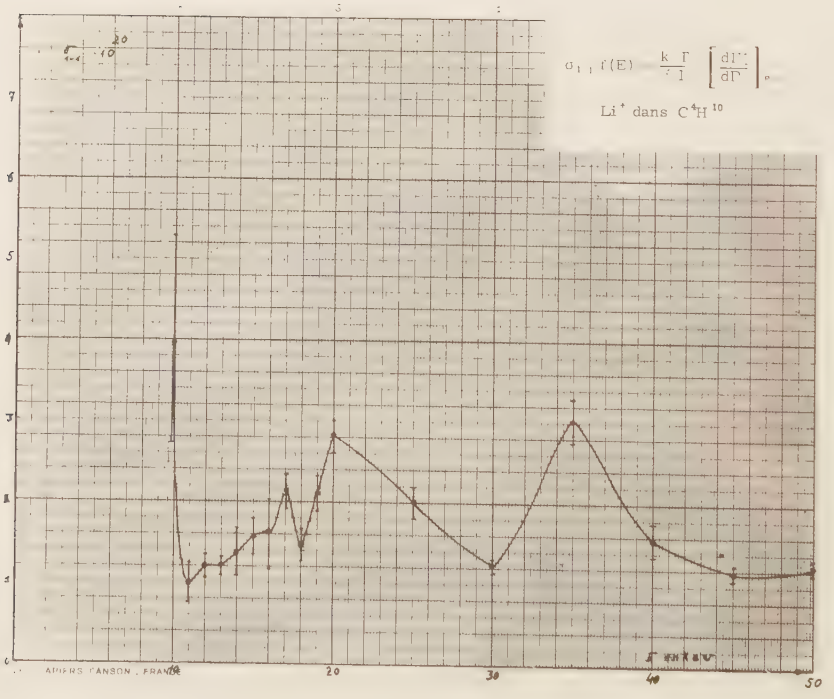


Figure V. 13

Tableau 13

Réactions Li^+-éthane

$$Li^+ + C_2H_6 \longrightarrow Li^- + CH_3^+ + CH_3^+ \quad (1)$$
$$Li^+ + C_2H_6 \longrightarrow Li^- + C_2H_5^+ + H \quad (2)$$
$$Li^+ + C_2H_6 \longrightarrow Li^- + C_2H_4^+ + H^+ + H \quad (3)$$
$$Li^+ + C_2H_6 \longrightarrow Li^- + C_2H_3^+ + H^+ + 2H \quad (4)$$
$$Li^+ + C_2H_6 \longrightarrow Li^- + C_2H_2^+ + H^+ + 3H \quad (5)$$
$$Li^+ + C_2H_6 \longrightarrow Li^- + C_2H^+ + H^+ + 4H \quad (6)$$
$$Li^+ + C_2H_6 \longrightarrow Li^- + C_2^+ + H^+ + 5H \quad (7)$$
$$Li^+ + C_2H_6 \longrightarrow Li^- + C_2H_4^+ + CH_2^+ \quad (8)$$

Le calcul de la variation de l'énergie interne des systèmes en collision est effectué de la façon suivante :

$$\Delta E_1 = -E_{A(Li)} + E_{D(CH_3 - CH_3)} + 2E_{I(CH_3)} - E_{I(Li)} = 20,26 \text{ eV}$$
$$\Delta E_2 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_2H_5 - H)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} + E_{I(C_2H_5)} = 21,63 \text{ eV}$$
$$\Delta E_3 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_2H_4 - H_2)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} + E_{I(C_2H_4)} = 27,40 \text{ eV}$$
$$\Delta E_4 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_2H_3 - H_3)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} + E_{I(C_2H_3)} = 32,92 \text{ eV}$$
$$\Delta E_5 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_2H_2 - H_4)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} + E_{I(C_2H_2)} = 38,84 \text{ eV}$$
$$\Delta E_6 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_2H - H_5)} + E_{I(C_2)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 47,46 \text{ eV}$$
$$\Delta E_7 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_2 - H_6)} + E_{I(C_2)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 55,68 \text{ eV}$$
$$\Delta E_8 = -E_{A(Li)} + E_{D(CH_4 - CH_2)} + E_{I(CH_4)} + E_{I(CH_2)} - E_{I(Li)} = 24,36 \text{ eV}$$

Tableau 14

$$Li_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow Li_R^- + CH_3^+ + C_2H_5^+$$
$$Li_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow Li_R^- + CH_4^+ + C_2H_4^+$$
$$Li_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow Li_R^- + CH_2^+ + C_2H_6^+$$
$$Li_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow Li_R^- + C_3H_7^+ + H^+$$
$$Li_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow Li_R^- + C_3H_6^+ + H^+ + H$$
$$Li_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow Li_R^- + C_3H_5^+ + H^+ + 2H$$
$$Li_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow Li_R^- + C_3H_4^+ + H^+ + 3H$$
$$Li_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow Li_R^- + C_3H_3^+ + H^+ + 4H$$
$$Li_R^+ + C_3H_8 \longrightarrow Li_R^- + C_3H_2^+ + H^+ + 5H$$

$$\Delta E_1 = -E_{A(Li)} + E_{D(CH_3 - C_2H_5)} + E_{I(CH_3)} + E_{I(C_2H_5)} - E_{I(Li)} = 18,61$$
$$\Delta E_2 = -E_{A(Li)} + E_{D(CH_4 - C_2H_4)} + E_{I(CH_4)} + E_{I(C_2H_4)} - E_{I(Li)} = 20,86$$
$$\Delta E_3 = -E_{A(Li)} + E_{D(CH_2 - C_2H_6)} + E_{I(CH_2)} + E_{I(C_2H_6)} - E_{I(Li)} = 22,86$$
$$\Delta E_4 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_3H_7 - H)} + E_{I(C_3H_7)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 20,13 \text{ eV}$$
$$\Delta E_5 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_3H_6 - H_2)} + E_{I(C_3H_6)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 26,30 \text{ eV}$$
$$\Delta E_6 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_3H_5 - H_4)} + E_{I(C_3H_5)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 30,38 \text{ eV}$$
$$\Delta E_7 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_3H_4 - H_4)} + E_{I(C_3H_4)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 37,84 \text{ eV}$$
$$\Delta E_8 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_3H_3 - H_5)} + E_{I(C_3H_3)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 42,16 \text{ eV}$$
$$\Delta E_9 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_3H_2 - H_6)} + E_{I(C_3H_2)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 49,58 \text{ eV}$$

Tableau 15

$$Li_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow Li_R^- + C_2H_4^+ + C_2H_6^+ \quad (1)$$
$$Li_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow Li_R^- + C_3H_6^+ + CH_4^+ \quad (2)$$
$$Li_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow Li_R^- + C_3H_9^+ + H^+ \quad (3)$$
$$Li_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow Li_R^- + C_4H_8^+ + H^+ + H \quad (4)$$
$$Li_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow Li_R^- + C_4H_7^+ + H^+ + 2H \quad (5)$$
$$Li_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow Li_R^- + C_4H_6^+ + H^+ + 3H \quad (6)$$
$$Li_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow Li_R^- + C_4H_5^+ + H^+ + 4H \quad (7)$$
$$Li_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow Li_R^- + C_4H_4^+ + H^+ + 5H \quad (8)$$
$$Li_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow Li_R^- + C_4H_3^+ + H^+ + 6H \quad (9)$$
$$Li_R^+ + C_4H_{10} \longrightarrow Li_R^- + C_4H_2^+ + H^+ + 7H \quad (10)$$

L'énergie de défaut de résonance (la variation de l'énergie interne des systèmes en collision) pour chaque réaction est :

$$\Delta E_1 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_2H_4 - C_2H_6)} + E_{I(C_2H_4)} + E_{I(C_2H_6)} - E_{I(Li)} = 19,36 \text{ eV}$$
$$\Delta E_2 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_3H_6 - CH_4)} + E_{I(C_3H_6)} + E_{I(CH_4)} - E_{I(Li)} = 19,76 \text{ eV}$$
$$\Delta E_3 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_4H_9 - H)} + E_{I(C_4H_9)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 19,03 \text{ eV}$$
$$\Delta E_4 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_4H_8 - H_2)} + E_{I(C_4H_8)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 23,45 \text{ eV}$$
$$\Delta E_5 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_4H_7 - H_3)} + E_{I(C_4H_7)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 29,84 \text{ eV}$$
$$\Delta E_6 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_4H_6 - H_4)} + E_{I(C_4H_6)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 35,54 \text{ eV}$$
$$\Delta E_7 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_4H_5 - H_5)} + E_{I(C_4H_5)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 41,86 \text{ eV}$$
$$\Delta E_8 = -E_{A(Li)} + E_{D(C_4H_4 - H_4)} + E_{I(C_4H_4)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 46,68 \text{ eV}$$
$$\Delta E_9 = -E_{A(Li)} + E_{D(D_4H_3 - H_7)} + E_{I(C_4H_3)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 53,00 \text{ eV}$$
$$\Delta E_{10} = -E_{A(Li)} + E_{D(C_4H_2 - H_8)} + E_{I(C_4H_2)} + E_{I(H)} - E_{I(Li)} = 58,02 \text{ eV}$$

V.4 - DIFFUSION -

Il nous a paru nécessaire de connaître la diffusion des particules chargées lors des collisions avec les molécules du gaz constituant la cible, dans le domaine d'énergie étudié.

Le dispositif expérimental utilisé est le suivant :

A une distance d'environ 40 cm du canal d'échange de charges, nous avons disposé, perpendiculairement à la trajectoire du faisceau, un disque de quartz enduit de SZn. Nous avons supprimé le diaphragme de sortie du canal pour faciliter la sortie des particules diffusées.

Pour cette opération, nous avons utilisé un faisceau de protons accéléré par 30 kV. Nous avons photographié les images des faisceaux sur le quartz :

a) sans gaz dans le canal (photo n° 5) ;

b) avec une pression de 15.10^{-4} mm Hg (photo n° 6) ;

c) avec une pression de 39.10^{-4} mm Hg (photo n° 7).

L'observation des photographies 5, 6 et 7 montre qu'il existe une faible diffusion due à la collision inélastique des protons avec les molécules du gaz cible.

Toutefois cette diffusion semble être indépendante de la pression.

L'examen photométrique des clichés 5, 6 et 7, effectué à l'aide d'un photo-densitomètre, nous a permis d'évaluer la diffusion. En effet, la luminescence des traces dues à la diffusion est sensiblement égale à 14/100 de celle du faisceau principal. Cette valeur est équivalente à la limite inférieure de l'erreur relative de la détermination de la section efficace de double capture d'électrons par les protons (voir figure V. 14).

Photographies 5 à 7.

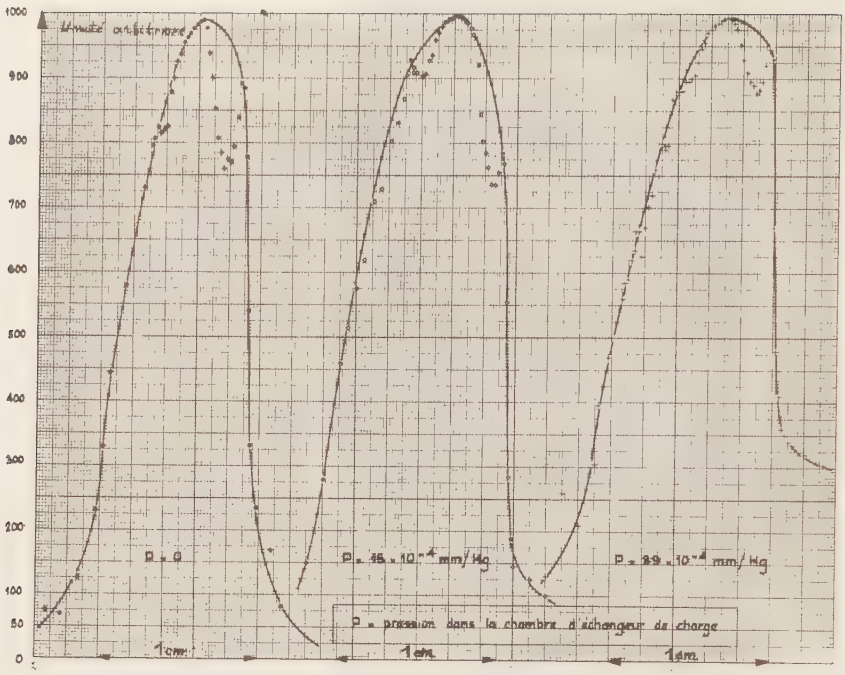

1000
900
800
700
600
500
400
300
200
100
50
0
Tension anodique
P = 0
P = 15 . 10⁻⁴ mm/Hg
P = 39 . 10⁻⁴ mm/Hg
P = pression dans la chambre d'échangeur de charge
1cm
1cm
1cm

Figure V. 14

CHAPITRE VI

DISCUSSION DES RÉSULTATS

Lorsqu'un ion, en mouvement rectiligne, ayant une vitesse v, entre en collision avec une molécule, la durée de la collision est donnée par la relation T = a/v où T est le temps de passage de l'ion de la zone moléculaire, a, la longueur effective de cette zone, que l'on appelle souvent rayon d'action réciproque de l'ion et de la molécule.

Cette collision étant inélastique provoque, en général, une variation de l'énergie interne des systèmes en collision. Cette variation peut se manifester sous la forme d'excitation, d'ionisation ou de dissociation de la molécule cible.

Pour obtenir la formation d'un ion négatif à partir d'un ion positif, il est nécessaire que deux électrons soient arrachés de la molécule cible et fixés sur l'ion incident ; la durée de cette transition est donnée par :

$$\tau = \frac{h}{\Delta E}$$

où h est la constante de Planck = $6,623 \times 10^{-27}$ erg. s, ΔE la variation de l'énergie interne de système en collision.

En 1949, Massey a traité le comportement de la section efficace des processus inélastiques d'échange de charges des particules chargées, à l'aide du rapport T/τ ou bien de $\frac{a/\Delta E/}{hv}$ [MA 49].

Selon cette hypothèse, si le rapport T/τ est très supérieur à 1, c'est-à-dire si la collision est lente, la section efficace est faible ; en effet, l'ion s'approchant lentement de la molécule cible laisse à l'électron de cette dernière un temps suffisant pour s'adapter à la perturbation lente, due au champ de l'ion. Ce processus se produit d'une façon adiabatique.

La section efficace est également faible dans la région de vitesse, où $\frac{a/\Delta E/}{hv} << 1$ car, dans ce cas, l'ion incident traverse la zone moléculaire avec une vitesse plus grande que celle de l'électron orbital ; or le temps de passage est très court par rapport au temps nécessaire à la transition de l'électron, de la molécule cible à la particule incidente.

La conclusion immédiate qu'on peut déduire de cette discussion est que :

La section efficace des collisions inélastiques doit atteindre une valeur maximale lorsque :

$$\frac{a/\Delta E/}{hv} \simeq 1.$$

Ainsi l'hypothèse de Massey ne prévoit qu'un seul maximum pour la section efficace, alors que les résultats expérimentaux, exposés au chapitre VI, représentent plus de trois maximums de la section efficace de σ_{1-1} dans l'intervalle d'énergie étudié. Comment peut-on expliquer ceci ?

Il nous semble que l'origine de cette différence se trouve dans la relation de Massey car, par cette relation, on étudie la variation de la section efficace en fonction de la vitesse des particules incidentes mais on ne tient pas compte de la variation de ΔE avec l'énergie de celles-ci.

En effet, la dissociation et l'ionisation des molécules-cibles organiques dépendent fortement de l'énergie des particules qui traversent la cible.

Suivant cette conception du processus, nous avons d'abord représenté, dans les tableaux 4 à 15, les différentes manières de dissociation et d'ionisation des molécules étudiées. Toutes ces réactions qui donnent lieu à la formation d'un ion négatif à partir d'un ion positif se produisent dans la cible gazeuse lors du passage du faisceau ionique.

Pour chaque réaction, nous avons calculé la valeur numérique de ΔE. Ce calcul est basé sur la conservation de la charge électrique et de l'énergie des systèmes en réaction. Il faut noter que, dans la détermination de ΔE, on a considéré que les particules lentes et rapides, ainsi que les radicaux organiques ionisés, se trouvent dans leur état énergétique fondamental.

En effet, la variation de l'énergie interne étant assez élevée (une dizaine d'électron-volts) permet de négliger la très faible quantité d'énergie d'excitation de certains ions qui peuvent intervenir dans le processus. Ce calcul de ΔE comporte une erreur relative de 10 % en moyenne.

Ainsi, nous avons caractérisé chaque réaction par une valeur de ΔE. Dans ces conditions, la relation de Massey devrait être valable pour vérifier la position du maximum de la section efficace du processus. Autrement dit, pour appliquer la relation de Massey aux résultats expérimentaux, on a considéré la courbe expérimentale de $\sigma_{1\text{-}1} = f(E)$ comme une chaine de courbes élémentaires ; la forme de ces dernières est conforme à l'hypothèse de Massey (une partie croissante, un maximum et une partie décroissante).

Sur cette base, nous avons recalculé ΔE à l'aide de la relation adiabatique :

$$\frac{a/\Delta E/}{h.\, v_{max}} \cong 1$$

où v_{max} a été obtenu d'après nos résultats expérimentaux.

Il faut signaler que, dans ce calcul, après plusieurs essais, nous nous sommes aperçus que l'application de la relation ci-dessus était très favorable sous la forme suivante :

$$\frac{a/\Delta E/}{h.\, v_{max}} = 1,30.$$

Par ailleurs, les différentes valeurs attribuées à [a] concernant les différents gaz-cibles sont [HI 54] :

$a = 3,882$ Å	pour	CH_4	$a = 5,061$ Å	pour	C_3H_8
$a = 4,41$ Å	pour	C_2H_6	$a = 5,169$ Å	pour	C_4H_{10}

L'erreur relative de ce calcul de ΔE est faible et le maximum qu'elle peut atteindre est :

$$\frac{\Delta E}{E} = \pm 2 \times 10^{-2}.$$

Une comparaison des deux valeurs de ΔE (la première calculée à partir des réactions figurées dans les tableaux 4 à 15 et la deuxième déterminée à l'aide de la relation de Massey) met en évidence que :

a) la concordance est très satisfaisante pour les deux valeurs de ΔE concernant le processus $H^+ \longrightarrow H^-$;

b) la concordance est médiocre dans le cas des réactions $D^+ \longrightarrow D^-$;

c) la concordance disparaît pour les réactions $Li^+ \longrightarrow Li^-$.

Ces constatations sont tout à fait explicables et attendues. En effet, l'intervalle de l'énergie choisie dans notre expérience est tel que les vitesses acquises par les protons restent, pour toute la gamme, au voisinage de la vitesse électronique orbitale (voir tableau 1).

En effet, c'est l'égalité entre la vitesse de la particule incidente et celle de l'électron orbital de la molécule-cible qui établit la concordance précitée pour le processus $H^+ \longrightarrow H^-$.

Dans le cas des deutérons, à une énergie d'accélération identique à celle des protons, les vitesses sont réduites dans le rapport de $1/\sqrt{2} \cong 0,707$.

Malgré cette réduction, l'écart, entre la vitesse de l'électron orbital et celle des deutérons, n'est pas encore considérable. La concordance relative entre les deux valeurs de ΔE, concernant

le processus $D^+ \longrightarrow D^-$, confirme cette explication. Les tableaux 16 et 17 représentent, respectivement pour les protons et deutérons, les grandeurs qui font l'objet de la comparaison.

La dernière partie de cette analyse est consacrée à l'étude des résultats obtenus pour le processus $Li^+ \longrightarrow Li^-$.

La vitesse des ions Li^+, accélérés de 10 à 50 keV, est réduite dans le rapport $1/\sqrt{6} \cong 0,405$ par rapport à celle des protons accélérés dans la même gamme d'énergie. De ce fait, les ions Li se trouvent dans un domaine de vitesse assez éloigné de la région des maximums.

Dans cette région, dite pré-adiabatique, l'hypothèse de Massey prévoit, pour la section efficace du double échange de charges des particules chargées, une croissance rapide en fonction de la vitesse des ions. Or l'existence des maximums sur les courbes expérimentales de $\sigma_{1-1} = f(E)$, pour le processus $Li^+ \longrightarrow Li^-$, représente une certaine contradiction de l'hypothèse de Massey. Toutefois, il est possible d'envisager que chaque courbe expérimentale de la section efficace (voir les figures V-10, V-11, V-12, V-13) soit le résultat d'une succession de séries de courbes croissantes dont la vitesse de croissance diffère de l'une à l'autre.

Conformément à cette interprétation, nous avons déterminé les points maximaux correspondant aux différentes parties croissantes de chaque courbe expérimentale de la section efficace. Le tableau 18 illustre les résultats de cette détermination.

Tableau 16

Particule incidente	Gaz cible	E_{max} (en keV)	v (en 10^8 cm/s)	$(\Delta E)_{cal}$ (en eV)	$(\Delta E)_{abs}$ (en eV)	Erreur relative
H_R^+	CH_4	11	1,450	22,50	20,09	10 %
H_R^+	CH_4	17	1,804	27,74	25,00	9,8 %
H_R^+	CH_4	35	2,589	34,54	35,88	3,8 %
H_R^+	CH_4	6,17	1,088			
H_R^+	C_2H_6	11	1,450		17,66	
H_R^+	C_2H_6	15	1,695	19,32	20,64	6,8 %
H_R^+	C_2H_6	18	1,857		22,61	
H_R^+	C_2H_6	25	2,188	24,90	26,64	6,9 %
H_R^+	C_2H_6	35	2,589	30,88	31,5	2 %
H_R^+	C_3H_8	8,44		11,73	11,73	
H_R^+	C_3H_8	16	1,750	20,4	17,89	12,3 %
H_R^+	C_3H_8	30	2,397	26,05	24,50	5,9 %
H_R^+	C_3H_8	59,6		37,8		
H_R^+	C_3H_8	65,2		41,36		
H_R^+	C_4H_{10}	12	1,515	15,46	15,77	2 %
H_R^+	C_4H_{10}	15	1,695	16,78	17,64	5,14 %
H_R^+	C_4H_{10}	25	2,188	20,71	22,77	10 %
H_R^+	C_4H_{10}	35	2,397	26,26	24,95	4,9 %

Tableau 17

Particule incidente	Gaz cible	E_{max} (en keV)	v_{max} (en 10^8 cm/s)	$(\Delta E)_{cal}$ (en eV)	$(\Delta E)_{abs}$ (en eV)	Erreur relative
D_R^+	CH_4	12	1,071	15,28	17,69	13,6 %
D_R^+	CH_4	14	1,157	22,90	19,11	16,5 %
D_R^+	CH_4	18	1,312	28,31	21,67	2,3 %
D_R^+	CH_4	20	1,383	35,01	22,83	35,4 %
D_R^+	C_2H_6	14	1,157	13,63	16,80	18,8 %
D_R^+	C_2H_6	16	1,237	19,40	17,96	7,4 %
D_R^+	C_2H_6	25	1,546	24,90	22,44	10,2 %
D_R^+	C_2H_6	45	2,075	30,84	30,12	2,3 %
D_R^+	C_3H_8	13	1,115	12,86	14,12	8,9 %
D_R^+	C_3H_8	17	1,275	14,86	16,15	7,9 %
D_R^+	C_3H_8	19	1,348	18,30	17,07	6,7 %
D_R^+	C_3H_8	23	1,546	22,38	19,59	12,4 %
D_R^+	C_4H_{10}	12	1,071	11,36	13,29	13,7 %
D_R^+	C_4H_{10}	20	1,383	17,42	17,16	1,5 %
D_R^+	C_4H_{10}	40	1,956	21,56	24,27	11 %

Tableau 18

La position calculée des maximums de σ_{1-1} pour la collision d'ions $^6Li^+$ avec les gaz organiques.

Gaz cible	$(\Delta E)_{cal}$ (en eV)	v_{max} (en 10^8 cm/s)	E_{max} (en keV)
CH_4	23,28	1,68	88,10
CH_4	30,90	2,22	154,8
C_2H_6	20,26	1,66	86,01
C_2H_6	21,63	1,86	107,9
C_2H_6	27,4	2,25	158,0
C_3H_8	18,61	1,76	96,6
C_3H_8	20,86	1,97	121,1
C_4H_{10}	19,36	1,85	106,8
C_4H_{10}	19,76	1,89	111,5
C_4H_{10}	23,45	2,25	158

CONCLUSION

Etant donné que le phénomène de double capture d'électron par les particules chargées est encore mal connu, il serait intéressant, pour établir les lois qui le régissent, de l'étudier en détail sur un grand nombre de couples ion-molécules et dans un intervalle d'énergie aussi grand que possible.

Dans ce but on a étudié l'interaction des particules $^1H^+$, $^2D^+$, $^6Li^+$ avec les gaz organiques de CH_4, C_2H_6, C_3H_8, C_4H_{10}, dans une gamme d'énergie de 10 à 50 keV.

L'ensemble des résultats obtenus nous permet de conclure que :

1/ La section efficace maximale de double échange de charges des protons et des deutérons, lors de collisions avec les molécules organiques dans la gamme d'énergie étudiée, est plus élevée que celle obtenue dans les gaz inertes.

2/ Toutes les courbes expérimentales représentent plusieurs maximums. On a pu montrer que l'existence de ces maximums est liée à la particularité des molécules organiques et à leurs diverses méthodes de cassure lors de collision avec les particules incidentes.

3/ Les positions des maximums obtenus pour $\sigma_{1-1} = f(E)$ dans l'interaction $H^+ \longrightarrow H^-$, étant en parfaite concordance avec celles définies par la relation de Massey, nous ont permis de prévoir, dans le cas proton-méthane, en plus des trois maximums observés, un quatrième qui serait situé à 6,17 kV. Un calcul analogue révèle, pour les réactions proton-propane, l'existence de trois autres maximums à 8,44, 59,6, 65,2 kV.

4/ La vitesse acquise par les ions Li^+ entre 10 et 50 keV est sensiblement inférieure à la vitesse électronique orbitale. Dans cette gamme de vitesse, d'après l'hypothèse de Massey, la variation de la section efficace de collision en fonction de l'énergie ne peut présenter aucun maximum. Toutefois on pourrait supposer que chaque courbe expérimentale représentant la variation de section efficace en fonction de l'énergie d'ions Li^+ est constituée par la succession d'une série de courbes croissantes dont la pente diffère d'une partie de courbe à l'autre. A partir de cette hypothèse, nous avons calculé, à l'aide de la relation de Massey, la position du maximum correspondant à chaque partie croissante. Le résultat de ce calcul (tableau 18) a montré que tous les points maximaux de la section efficace du double échange de charges des ions Li^+, lors de collisions avec les molécules organiques, sont situés hors de la gamme d'énergie de 10 à 50 keV.

BIBLIOGRAPHIE

[AL et al 53] - ALLISON S.K. et WARSCHAW S.D. - (1953) Rev. Mod. Phys. *25*, 779.

[AL 58 a] - ALLISON S.K. - (1958a) Phys. Rev. *109*, 76.

[AL 58 b] - ALLISON S.K. - (1958b) Phys. Rev. *110*, 670.

[AL 58 c] - ALLISON S.K. - (1958c) Rev. Mod. Phys. *30*, 1137.

[BA 27] - BARTELS - (1927) Ann. Phys. (Leipzig) *6*, 957.

[BOU 62] - BOUTRY - (1962) Technique du vide et électronique.

[BO 48] - BOHR A. - (1948) The penetration of atomic particules through matter.

[BR et KR 30] - BRINKMAN et KRAMERS - (1930) Proc. Akad. Amsterdam *33*, 973.

[DE 63] - DELAUNAY - (1963) L'accélérateur de 5 MeV du S.P.N.B.E.

[DE et al] - DELAUNAY B., BIANCHI L., MEURGUES J.P. et PETRE - (1963). Une source d'ions lithium, J. Phys. *24*

[FI et FR 57] - FIELD et FRANKLIN - (1957) Electron impact phenomena.

[FO et al 56] - FOGEL et al (1956) - Soviet Phys. J.E.T.P. *30*, 450.

[FO et al 59] - FOGEL et al (1959) - Soviet Phys. J.E.T.P. *8*, 390.

[HA 64] - HASTED - Physics of atomic collisions (1964).

[HE 22] - HENDERSON G.H. - (1922) Proc. Roy. Soc. *74*, A222.

[HI 54] - HIRSCHFELDER - (1954) Molecular theory of gases and liquids.

[JA 27] - JACOBSEN J.C. - (1927) Nature *117*, 858.

[LO 27] - LOEB L.B. - (1927) Kinetic theory of gases.

[MA 49] - MASSEY H.S.W. - (1949) Rep. Progr. Phys. *12*, 248.

[MA et BU 57] - MASSEY H.S.W. et BURHOP - (1957) Electronic and impact phenomena.

[MA 50] - MASSEY H.S.W. - (1950) Negative ions.

[OP 28] - OPPENHEIMER - (1928) Phys. Rev. *31*, 66, 349.

[PR 65] - PRONIER - (1965) Réalisation d'un analyseur magnétique. Thèse C.N.A.M.

[RU 33] - RUCHARDT - (1933) Handbuch der Physik *22*, 103.

[RU 24] - RUTHERFORD - (1924) Phil. Mag. *47*, 277.

[TH 27] - THOMAS - (1927) Proc. Roy. Soc. *A114*, 561.

Manuscrit reçu le 17/12/65.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"PRODUCTION DE L'ULTRA-VIDE".

Vu et approuvé :
Paris, le 10 Février 1966
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris
Jean ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 279
1966